

UNIVERSIDAD NACIONAL DE GENERAL SAN MARTÍN
COMISIÓN NACIONAL DE ENERGÍA ATÓMICA
INSTITUTO DE TECNOLOGÍA
“Prof. Jorge A. Sábato”

Estudio de Observables Sensibles a la Composición Química de los
Rayos Cósmicos de Alta Energía(*)

Mg. Alex Marcelo Tapia Casanova

Director:

Dr. Alberto Etchegoyen

Codirector: Dr. Federico Sánchez

(*) Tesis para optar por el título de Doctor en Ciencia y Tecnología, Mención Física

República Argentina

2015

Resumen

Los rayos cósmicos son fundamentalmente partículas cargadas que llegan a la Tierra con un espectro de energía que cubre varios órdenes de magnitud. Su flujo sigue una ley de potencias con la energía, que varía de unos cientos de partículas por metro cuadrado por segundo a bajas energías ($E \sim 10^9$ eV) a unos pocos eventos por km^2 por siglo a las más altas energías ($E \sim 6 \times 10^{19}$ eV). A estas energías experimentalmente se ha determinado que el espectro tiene cuatro zonas características donde cambia su índice espectral: la “rodilla” (4×10^{15} eV), la “segunda rodilla” (alrededor de 10^{17} eV), el “tobillo” ($\sim 3 \times 10^{18}$ eV) y el “corte GZK” ($\sim 4 \times 10^{19}$ eV).

Existe consenso que, hasta energías del orden de 10^{15} eV, las fuentes de rayos cósmicos son de origen galáctico. Por otro lado, los aceleradores galácticos son teóricamente menos eficientes en el rango entre 10^{15} y 10^{18} eV, motivo por el cuál se piensa que las fuentes extragalácticas comienzan a contribuir al flujo en esta zona del espectro y su aporte produciría cambios en el mismo. Estudios de la composición química entre la segunda rodilla y el tobillo son de vital importancia para entender la posible transición de fuentes galácticas a extragalácticas. Dada la naturaleza indirecta del sistema de medición, basada en la detección de lluvias de partículas extendidas en aire, los observables más relevantes en los estudios de composición, son la profundidad donde la lluvia logra su máximo desarrollo (X_{max}) y el número de muones presentes en la lluvia (N_μ).

El Observatorio Pierre Auger fue originariamente diseñado para observar rayos cósmico con energía $E \geq 10^{18}$ eV en forma híbrida, utilizando detectores de superficie y de fluorescencia. En el 2008, incorporó mejoras para reducir los umbrales de detección en un orden de magnitud, poniendo en funcionamiento HEAT (High Elevation Auger Telescopes), dando lugar a la construcción de AMIGA (Auger Muons and Infill for the Ground Array), junto con AERA (Auger Engineering Radio Array). Estas mejoras aumentan el rango de detección usando diferentes técnicas a efectos de estudiar

los sistemáticos de cada una de ellas.

El diseño de AMIGA está integrado por pares de detectores formados por un detector de radiación Cherenkov en agua en la superficie, más un contador de muones de 30 m² enterrado en su cercanía a $\sim 2,5$ m de profundidad. Finalizada su construcción, contará con un total de 85 pares de detección distribuidos en dos redes triangulares, espaciados a 433 y 750 m, respectivamente.

Esta tesis esta abocada esencialmente al estudio de la física que posibilita AMIGA. La primera parte esta dedicada al estudio de la respuesta del arreglo de detectores de superficie *infill* de AMIGA utilizando simulaciones y comparando luego con datos reales. Posteriormente se estudian observables que son sensibles a la composición química considerando la componente electromagnética y muónica de las lluvias atmosféricas con un detector ideal, para después comparar con los resultados obtenidos al simular un detector real como el de AMIGA.

Finalmente, gracias a la excelente resolución temporal que tienen los contadores de muones de AMIGA, se utiliza la distribución de los tiempos de arribo de muones para realizar un estudio de la profundidad atmosférica dónde cada muón fue producido (perfil longitudinal de producción de muones en la atmósfera). Estos perfiles, permiten realizar estudios de composición química de rayos cósmicos, y validar las predicciones hechas por los modelos hadrónicos. Esta técnica innovadora, no contemplada en el diseño original de AMIGA, se estudia e implementa en esta tesis como una herramienta potente para el análisis de datos.

Palabras clave: Rayos cósmicos, Observatorio Pierre Auger, Detector Cherenkov, Detector de Muones, AMIGA, Composición Química, Perfil Longitudinal de Producción de Muones.

Abstract

Cosmic rays hit the Earth with an energy spectrum covering several orders of magnitude. Its flow follows a power law, ranging from a few hundred hits per m^2 per second at low energies ($E \sim 10^9$ eV) to a few per km^2 per century at extreme energies ($E \sim 6 \times 10^{19}$ eV). While from $E \sim 10^{11}$ eV the flow decays with an spectral index close to -3 , at highest energies the spectrum has areas where variations of this behavior have been measured: the “knee” (4×10^{15} eV), the still vague “second knee” (around 10^{17} eV), the “ankle” ($\sim 3 \times 10^{18}$ eV), and the “GZK cutoff” ($\sim 4 \times 10^{19}$ eV).

It is assumed that up to energies of about 10^{15} eV, cosmic ray sources are of galactic origin. Galactic accelerators theoretically become inefficient between 10^{15} and 10^{18} eV. It is believed that extragalactic sources begin to contribute to the flow in this region of the spectrum and its contribution could produce changes in it. Composition studies in the range of the second knee and the ankle are vital to understanding the transition from galactic to extragalactic sources. The physical parameters most relevant to composition studies are longitudinal profiles (X_{max}) and the number of muons present in cosmic showers (N_μ).

The Pierre Auger Observatory was originally designed to observe cosmic rays above 10^{18} eV, has the ability to record data in hybrid form, using surface detectors and fluorescence simultaneously. After completion in 2008, a second phase began with the commissioning of HEAT (High Elevation Auger Telescopes), and the construction of AMIGA (Auger Muons and Infill for the Ground Array), among others. These developments point to both improve the quality of the observations, as to extend the energy range of detection to include the region of the ankle and the second knee.

The AMIGA design consists of detector pairs formed by a surface detector, as those installed in the Auger Observatory, plus a 30 m^2 muon counter buried in its vicinity at $\sim 2,5$ m deep. It will have a total of 85 pairs of detectors distributed in two triangular

arrays, separated by 433 and 750 m.

This thesis focuses on the study of AMIGA detectors and its corresponding physics. In the first part, the study of the surface detector response of the *infill* array of AMIGA through the comparison between real data and simulations will be presented. Then, using a ideal detector, the chemical composition with only the electromagnetic component of the simulated air showers will be studied. After that, the response of a real detector, like the *infill* array, will be simulated. A similar study, but now using the muonic component with ideal and real AMIGA muon detector, also will be performed.

Finally, with the high time resolution of the AMIGA muon detectors, the muon arrival times distributions will be obtained and the Muon Production Depth on the atmosphere will be studied. Using the Muon Production Depth profile the chemical composition of cosmic rays and the validity of the hadronic model predictions will be analyzed. This last is a very powerful tool to data analysis with AMIGA muon detectors, it not was included in its original design but in this thesis it will be studied and implemented.

Key words: Cosmic Rays, Pierre Auger Observatory, Cherenkov Detector, Muon Detector, AMIGA, Chemical Composition, Muon Production Depth.

A Eliza, Sammy, Martha, Menchi y Sarita...

Agradecimientos

Es mi deber agradecer a mi director de tesis, Alberto Etchegoyen, por brindarme la oportunidad de venir a realizar mi doctorado en Argentina y por compartir todo su conocimiento que me permitió llegar a la culminación de este trabajo. A mi codirector, Federico Sánchez gracias por la continua ayuda y por todo lo aprendido durante el doctorado. Un agradecimiento especial a Diego Melo por toda su colaboración y por todas esas tardes de café llenas de enseñanzas, discusiones e ideas que sirvieron para llevar a feliz término todos los objetivos propuestos.

A todos mis compañeros del Instituto de Tecnologías en Detección y Astropartículas (ITeDA), gracias por aportarme diferentes conocimientos y apoyo que sirvieron para mi formación y crecimiento personal. También gracias a mis amigos del doctorado del Instituto Sábato, a Augusto por su amistad y por esos momentos recordando y añorando el Caribe Colombiano.

Gracias a mi familia, en especial a Eliza mi esposa, por su infinita paciencia, comprensión y apoyo a lo largo de todos estos años, a mi hija Sammy por llenarme de alegría todos los días y ser mi más grande fuente de inspiración, a mi madre por todo su apoyo a la distancia y por todas sus enseñanzas, a mi hermana y mi sobrina gracias por siempre estar ahí. Este trabajo es para ustedes.

Por último, gracias a CONICET por las becas de doctorado Tipo I y II que me fueron otorgadas, también gracias a CNEA por la infraestructura brindada para desarrollar mi trabajo.

Índice general

Índice general	IX
Índice de figuras	XIII
1. Rayos Cósmicos	1
1.1. Introducción	1
1.2. Descubrimiento y propiedades básicas	1
1.3. Espectro de rayos cósmicos	5
1.4. Supresión del espectro de rayos cósmicos	7
1.5. Composición química	9
1.6. Aceleración y posibles fuentes de rayos cósmicos	11
1.7. Direcciones de arribo	14
2. LLuvias Atmosféricas Extensas	19
2.1. Introducción	19
2.2. Desarrollo en la atmósfera	20
2.3. Modelado simple de las EAS	22
2.3.1. Cascada electromagnética	23
2.3.2. Cascada hadrónica	25
2.4. Perfil longitudinal	30
2.5. Perfil lateral	33
2.6. Simulaciones detalladas de lluvias de partículas	35
2.6.1. Programas de simulaciones	35
2.6.2. Modelos hadrónicos y resultados del LHC	36
2.7. Observables sensibles a la composición química	40

2.7.1.	Profundidad atmosférica del máximo (X_{max})	40
2.7.2.	Fluctuaciones de X_{max}	40
2.7.3.	Contenido muónico de las lluvias	41
2.7.4.	Estructura temporal del frente de las lluvias	41
2.7.5.	Pendiente de la función de distribución lateral	41
3.	El Observatorio Pierre Auger	43
3.1.	Introducción	43
3.2.	Detector de Superficie	44
3.2.1.	Calibración del SD	46
3.2.2.	Niveles de disparo del SD	48
3.2.3.	Reconstrucción con el SD	49
3.3.	Detector de Fluorescencia	53
3.3.1.	Reconstrucción con el FD	54
3.3.2.	HEAT	59
3.4.	AMIGA	60
4.	Estudio del Arreglo Infill de AMIGA	65
4.1.	Introducción	65
4.2.	Simulación y reconstrucción de eventos del infill	65
4.2.1.	Simulación de lluvias de partículas	65
4.2.2.	Simulación y reconstrucción de eventos	66
4.3.	Estudio de la distancia óptima	69
4.3.1.	Distribuciones de R_{opt}	70
4.3.2.	Resolución de la señal	75
4.4.	Eficiencia del arreglo	77
4.5.	Reconstrucción geométrica	80
4.6.	Conclusiones del capítulo	86
5.	Perfil Lateral de la Componente Electromagnética y la Total	89
5.1.	Introducción	89
5.2.	Lluvias atmosféricas simuladas	90
5.3.	Edad lateral de la lluvia	91
5.4.	Factor de mérito y composición química: caso $e^{\pm}$ detector ideal	94

5.5. Factor de mérito y composición química: caso $e^\pm, \gamma, \mu^\pm$ detector real . . .	98
5.5.1. Parámetro β en función del r_{hot}	101
5.6. Conclusiones del Capítulo	103
6. Perfil Lateral de la Componente Muónica de las EAS	105
6.1. Introducción	105
6.2. Lluvias atmosféricas simuladas	106
6.3. Parámetros β y $\rho_\mu(500)$	106
6.4. Propagación de muones a través del suelo	107
6.5. Distribuciones de los parámetros β y $\rho_\mu(500)$	108
6.6. Factor de mérito y discriminación de masa:	
Detector ideal	112
6.7. Factor de mérito y discriminación de masa:	
Detector real	114
6.8. Conclusiones del Capítulo	116
7. Perfil Longitudinal de Producción de Muones	119
7.1. Introducción	119
7.2. MPD real y MPD aparente	120
7.3. Método de reconstrucción de la MPD aparente	122
7.3.1. Parametrización del espectro energía de muones y del retraso cinemático	125
7.4. Estudio de la MPD aparente con AMIGA	130
7.4.1. Evento de alta energía	130
7.4.2. Simulaciones del evento de alta energía	132
7.4.3. Tiempo de arribo de muones	134
7.4.4. Distribuciones de la MPD aparente	136
7.5. Conclusiones del Capítulo	138
8. Conclusiones	139
A. Descripción de los módulos de Auger <u>Offline</u> Software	143
Bibliografía	147

Índice de figuras

1.1.	Micrografía de la captura de un pión, corresponde a los primeros estudios de partículas elementales realizados por investigadores argentinos en los años cincuenta	3
1.2.	Espectro de rayos cósmicos medido por distintos experimentos	6
1.3.	$\langle X_{max} \rangle$ y $RMS(X_{max})$ en función de la energía, medidos por Auger y HiRes	10
1.4.	Diagrama de Hillas donde se muestra la intensidad del campo magnético de posibles aceleradores de partículas	13
1.5.	Correlación de las direcciones de arribo de rayos cósmicos de alta energía con AGNs del catálogo VCV.	16
1.6.	Número de eventos con $E \gtrsim 55$ EeV en función de la distancia angular respecto a Cen A.	17
2.1.	Esquema del desarrollo de una lluvia atmosférica iniciada por un primario de protón.	22
2.2.	Esquema del desarrollo de una lluvia electromagnética iniciada por un fotón según el modelo de Heitler.	24
2.3.	Esquema del desarrollo de una lluvia hadrónica iniciada por un protón para el modelo de Matthews.	26
2.4.	Perfil longitudinal electromagnético de lluvias simuladas con primarios de protón, hierro, y fotón, con energía de 10^{19} eV	31
2.5.	Perfil longitudinal de producción de muones para lluvias iniciadas por protón y hierro, con energía de 10^{19} eV.	32
2.6.	Relación entre X_{max} electromagnético y el X_{max}^{μ} de la producción de muones para lluvias de 10^{19} eV iniciadas por protón y hierro.	32

2.7. Perfil lateral promedio de lluvias verticales iniciadas por protones con energía de 10^{19} eV.	34
2.8. Sección eficaz total y elástica de la interacción p-p calculada con diferentes modelos hadrónicos.	37
2.9. Densidad de partículas en $\eta = 0$ para eventos no difractivos y multiplicidad con $ \eta < 2,5$ para colisiones tipo $\pi - aire$ en función de la energía del centro de masa.	38
2.10. Distribución de la densidad de partículas en función de η para eventos con al menos una partícula cargada con $ \eta < 1$ y su correspondiente multiplicidad para interacciones p-p a 7 TeV.	38
2.11. Número de muones promedio en la superficie dividido por la energía del primario en función de la energía para diferentes modelos hadrónicos.	39
3.1. Mapa actual del Observatorio Pierre Auger.	44
3.2. Estación del detector de superficie.	45
3.3. Histogramas de carga y amplitud de una estación SD.	47
3.4. Reconstrucción de un evento realizada 50 veces, usando diferentes valores para la pendiente β , para hallar r_{opt}	51
3.5. Correlación entre los diferentes estimadores de energía S_{38° , S_{35° y N_{19} , y la energía determinada por el FD.	53
3.6. Esquema de la vista superior de uno de los edificios de fluorescencia.	54
3.7. Traza de una lluvia de rayo cósmico en la cámara de un telescopio de fluorescencia y su perfil temporal.	55
3.8. Ilustración de la reconstrucción geométrica de una lluvia usando el FD.	56
3.9. Perfil longitudinal de la lluvia incluyendo los datos experimentales y fuentes de luz consideradas además de la fluorescencia.	58
3.10. Ilustración del método de detección de una lluvia usando los FD de Coihueco y HEAT.	59
3.11. El arreglo AMIGA	60
3.12. Imagen de un modulo del MD con 64 barras centelladoras de 2 m de largo cada una y esquema de la colección de luz en una barra centelladora	62
3.13. Estado actual de AMIGA	63

4.1. Distribución uniforme de puntos de impacto de lluvias simuladas con AIRES dentro de una grilla de SD espaciados 750 m	68
4.2. Evento simulado y reconstruido con el arreglo infill, para un protón, con energía de $10^{17,50}$ eV y ángulo cenital de 15°	69
4.3. Valor medio de la distribución de R_{opt} como función del primario, la energía y la inclinación.	70
4.4. Distribuciones de R_{opt} para primarios de protón y hierro, con ángulo cenital de 15° , a energías de $10^{17,50}$ eV, $10^{18,00}$ eV y $10^{18,50}$ eV	72
4.5. R_{opt} en función de la distancia entre el punto de impacto de la lluvia y la posición de la estación con máxima señal	73
4.6. Ejemplo de un evento con una y dos estaciones localizadas a una distancia menor de 450 m del punto de impacto	74
4.7. Distribuciones de R_{opt} de eventos 6T5 con una y al menos dos estaciones localizadas a una distancia menor a 450 m del punto de impacto	74
4.8. Resolución total de la señal en función de la partícula primaria, energía y ángulo cenital	76
4.9. Resolución total de la señal en función de la distancia entre el punto de impacto de la lluvia y la posición de la estación con máxima señal	77
4.10. Eficiencia de reconstrucción del arreglo infill	78
4.11. Fracción de eventos reconstruidos que satisfacen la condición 6T5	79
4.12. Punto de impacto de los eventos simulados dentro del área del infill que satisfacen y no satisfacen la condición 6T5	79
4.13. Fracción de eventos reconstruidos que tienen al menos una estación saturada en función de la partícula primaria, energía y ángulo cenital	80
4.14. Resolución del ángulo cenital en función de la partícula primaria, energía y ángulo cenital	81
4.15. Resolución del ángulo acimutal en función de la partícula primaria, energía y ángulo cenital	82
4.16. Resolución de la coordenada Este en función del primario, energía y ángulo cenital	82
4.17. Resolución de la coordenada Norte en función del primario, energía y ángulo cenital	83

4.18. Ajuste de la distribución correspondiente al ángulo espacial usando la función Rayleigh	84
4.19. Resolución del punto de impacto de las lluvias reconstruidas por el arreglo infill en función de la partícula primaria, energía, ángulo cenital y modelo hadrónico	85
4.20. Comparación de la resolución angular obtenida mediante simulaciones y datos del arreglo infill	86
5.1. Distribución de la densidad lateral de la componente electromagnética de e^-/e^+ de una lluvia simulada con AIREs para un primario de hierro, con energía de $10^{17.50}$ eV y ángulo cenital de 15°	93
5.2. Distribución de la densidad lateral de la componente electromagnética de e^-/e^+ de una lluvia simulada con AIREs para un primario de protón, con energía de $10^{17.50}$ eV y ángulo cenital de 15°	94
5.3. Residuo de la densidad relativa promedio e^-/e^+ de 600 lluvias atmosféricas iniciadas por protones con energía de $10^{17.50}$ eV y ángulo cenital de 30°	95
5.4. Distribuciones del LSAP usando la función de Linsley para lluvias atmosféricas iniciadas por primarios de gamma, protón y hierro con energía de $10^{17.50}$ eV y ángulo cenital de 0° , 15° , 30° y 45°	96
5.5. Distribuciones del LSAP usando la función NKG para lluvias atmosféricas iniciadas por primarios de gamma, protón y hierro con energía de $10^{17.50}$ eV y ángulo cenital de 0° , 15° , 30° y 45°	96
5.6. Factor de mérito en función de la energía del rayo cósmico primario y el ángulo cenital usando la función de Linsley	97
5.7. Distribuciones laterales de energía depositada por electrones, gammas, y muones en un detector Cherenkov de agua en unidades de VEM	98
5.8. Mapa de estaciones disparadas por un evento simulado con el arreglo infill y ajuste de la LDF	99
5.9. Distribuciones del parámetro β correspondiente a una función NKG, obtenidas mediante un ajuste numérico	100
5.10. Distribuciones del LSAP obtenidas a partir del ajuste de la pendiente β de la función NKG	101

5.11. Parámetro $-\beta$ correspondiente a la NKG, en función de la distancia a la estación con máxima señal	102
5.12. Distribuciones del parámetro β para la función NKG, obtenidas mediante un ajuste numérico con un corte de $r_{hot} = 150$ m.	103
6.1. MLDF de una lluvia vertical iniciada por un protón con energía $10^{17,75}$ eV, en la superficie y a 2,5 m de profundidad	108
6.2. Distribuciones del parámetro β correspondiente a 120 EAS con densidad lateral de muones medida en la superficie de la tierra	109
6.3. Distribuciones del parámetro β correspondiente a 120 EAS con densidad lateral de muones medida a 2,5 m bajo tierra	110
6.4. Residuo promedio de $\rho_\mu(r)$ para 120 lluvias iniciadas por protones con energía de $10^{17,50}$ eV y ángulo cenital de 30° calculado para la superficie y para 2,5 m bajo tierra	111
6.5. Distribuciones del parámetro $\rho_\mu(500)$ correspondiente a 120 EAS con densidad lateral de muones medida en la superficie de la tierra	111
6.6. Distribuciones del parámetro $\rho_\mu(500)$ correspondiente a 120 EAS con densidad lateral de muones medida a 2,5 m bajo tierra	112
6.7. Factor de mérito de los parámetros $\rho_\mu(500)$ y β , calculados para las distribuciones de proton-gamma a una profundidad de 2,5 m bajo tierra en función de la energía del primario, ángulo cenital y modelo hadrónico	113
6.8. Factor de mérito de los parámetros $\rho_\mu(500)$ y β calculados para las distribuciones de proton-hierro a una profundidad de 2,5 m bajo tierra en función de la energía del primario, ángulo cenital y modelo hadrónico	113
6.9. Mapa de detectores del hexágono de MD usado para las simulaciones y LDF	115
6.10. Distribuciones del parámetro β correspondiente a 70 eventos simulados con el MD a 2,5 m bajo tierra	115
6.11. Distribuciones del parámetro $\rho_\mu(450)$ correspondiente a 70 eventos simulados con el MD a 2,5 m bajo tierra	116
7.1. Esquema del sistema de coordenadas usado para estudiar MPD.	121
7.2. Geometría usada para obtener la distancia recorrida por el muón y su retraso temporal	123

7.3. Espectro y retraso cinemático de muones producidos en una lluvia con ángulo cenital $\theta = 7^\circ$, incidiendo sobre el plano de detección con coordenadas $r = 544$ m, y $\zeta = 127^\circ$	128
7.4. Contribución del retraso geométrico y cinemático promedio en función de la distancia de producción de muones z	129
7.5. Evento real con Auger-ID 201403105133 de energía $10^{19.4}$ eV y $\theta = 7^\circ$ detectado con AMIGA	131
7.6. Distribuciones de tiempo de arribo relativos al nivel de disparo T1 del SD para las cuatro estaciones no saturadas que participan en el evento real	133
7.7. Comparación de los tiempos de arribo de muones entre el evento real y las simulaciones para el contador 1622 para el evento con Auger-ID 201403105133	135
7.8. Comparación de los tiempos de arribo de muones entre el evento real y las simulaciones para el contador 1574 para el evento con Auger-ID 201403105133	135
7.9. Contribuciones individuales a la MPD <i>aparente</i> reconstruida por las dos estaciones de AMIGA con mayor número de muones y por la adición de cada una de las contribuciones de las cuatro estaciones que participan en el evento real para construir la MPD <i>aparente</i> total	136
7.10. MPD <i>aparente</i> total reconstruida superponiendo las cuatro estaciones de AMIGA que participan tanto en el evento real como en las simulaciones	137

Capítulo 1

Rayos Cósmicos

1.1. Introducción

Los rayos cósmicos de las más altas energías contienen información que puede contribuir a la comprensión de las leyes y mecanismos que rigen en el universo. Tanto sus características observables desde la Tierra, como las especulaciones teóricas acerca de su origen y naturaleza dependen de su interacción con la radiación cósmica de fondo, los campos magnéticos galácticos y extra-galácticos que atraviesan en su viaje hacia nuestro planeta, la distribución espacial de sus fuentes y los mecanismos que les permiten concentrar energías macroscópicas en partículas sub-atómicas.

Este capítulo está dedicado a introducir la problemática del estudio de los rayos cósmicos y los resultados de los experimentos más importantes, junto con su implicación física.

1.2. Descubrimiento y propiedades básicas

Quizás el origen del estudio de los rayos cósmicos puedan situarse en parte, en las investigaciones del físico francés Charles-Augustín de Coulomb, en el siglo XVII, quien observó que cuando cargaba una esfera de metal ésta se descargaba sin razón aparente. A finales del siglo XIX, utilizando electros copios de oro para estudiar la conductividad en gases, se descubrió que sin importar cuan bien aislados estaban los instrumentos de posibles fuentes de radiación seguían descargándose de a poco. Se llegó a pensar

entonces, que este efecto era debido a la radiactividad natural proveniente de la Tierra. Wilson alrededor de 1900 sugirió que dicho efecto se debía a la ionización del aire. Esperando que el grado de ionización sea menor a medida que uno se aleja del suelo, empezaron a realizarse distintos experimentos a principios del siglo XX.

Un desarrollo significativo en técnicas de detección y en el estudio de los rayos cósmicos nació con las primeras mediciones realizadas por Theodor Wulf en la Torre Eiffel, en 1910, a 300 m de altura, empleando instrumentos semejantes a un electrosco- pio. Y posteriormente dos año después, en 1912, por el físico austríaco Víctor Hess, quien realizó numerosos vuelos en globo alcanzando alturas mayores a 5 km sobre el suelo. El mayor hallazgo de Hess fue determinar que la fuente de radiación no provenía de la Tierra pues la intensidad de la radiación a esas alturas era 16 veces superior a la que se podía observar a nivel del suelo. Hess también detectó que la ionización estaba presente de igual forma de día y de noche, y además notó, en un vuelo realizado du- rante un eclipse solar, que no disminuía. Así concluyó que el Sol no podía ser la fuente principal de esta radiación [1–3].

Posteriormente A. Millikan supuso, que al ser los rayos gammas la fuente de radia- ción más penetrante que se conocía en ese momento, que esa era la naturaleza de la radiación observada y la denominó “rayos cósmicos” [4]. Resultó, más tarde, que sólo una pequeña fracción de la radiación observada por Hess eran rayos gammas, ya que en su mayoría son núcleos atómicos, con masas comprendidas desde el hidrógeno hasta el uranio. Sin embargo se sigue llamando rayos cósmicos a cualquier tipo de radiación que llegue a la Tierra desde el espacio exterior.

J. Clay, realizó un viaje desde Holanda hasta las islas de Java, y reunió medicio- nes de intensidad de ionización en función de la latitud geomagnética, de esta forma estableció que esta radiación consistía mayoritariamente de partículas cargadas. En- contró además que la intensidad disminuía alrededor de un 15 % a lo largo de su viaje. Por otro lado, Bothe y Kolhörster habían observado que dos contadores Geiger-Müller, posicionados uno arriba del otro, aunque separados por una corta distancia, al ser conec- tados cada uno a un electrosco- pio, éstos solían descargarse simultáneamente. Así con- cluyeron que se trataba de partículas cargadas, y realizaron una estimación inicial de su energía obteniendo un valor de $\sim 10^{10}$ eV¹ [5].

¹1 eV es la energía cinética que obtiene un electrón al ser acelerado por una diferencia de potencial de 1 Voltio.

Gran parte del actual conocimiento sobre las propiedades de las partículas de altas energías se obtuvo a través del estudio de los rayos cósmicos. Estos fueron prácticamente la única fuente de partículas de altas energías disponibles para los físicos hasta el desarrollo de los primeros aceleradores en los años 50.

Por este motivo, durante los años treinta, la mayor motivación para estudiar los rayos cósmicos fue la física de partículas. El positrón y el muón fueron las primeras de una serie de partículas así descubiertas. Durante estos años se descubrieron también las partículas elementales de las que sólo se tenían evidencias teóricas, como el kaón, las partículas Λ y otras. El estudio de las trazas de las partículas en cámaras de niebla, permitió además, descubrir los piones y como estos decaían en muones. De la misma manera se observó el decaimiento de muones en electrones, positrones y neutrinos. Un ejemplo puede observarse en la micrografía de la figura 1.1 donde se muestra la traza de un pión y su captura por un núcleo de carbono. Esta micrografía fue obtenida en Argentina por uno de los primeros grupos en el mundo en realizar este tipo de estudios y mediciones sobre rayos cósmicos [6].

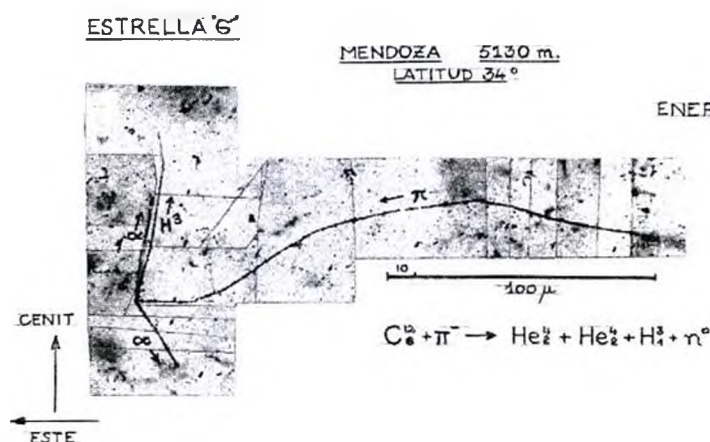


Figura 1.1: Micrografía de la captura de un pión, corresponde a los primeros estudios de partículas elementales realizados por investigadores argentinos en los años cincuenta. Figura extraída de la Ref. [6].

El interés astrofísico en el estudio de los rayos cósmicos resurgió en 1938, cuando la escala en energía fue explorada más allá de 10^{15} eV, gracias a Pierre Auger y el estudio de las cascadas atmosféricas extensas [7]. Este descubrimiento fue el resultado del estudio del arribo simultáneo de partículas a detectores separados por distancias de

hasta los 300 m. La observación de esta correlación entre detectores le permitió a Auger proponer la existencia de los chubascos de partículas secundarias, que se producían cuando los rayos cósmicos interactuaban en la alta atmósfera, para dar luego origen a un efecto de multiplicación y propagación hasta alcanzar el suelo.

En 1949, Enrico Fermi, queriendo explicar la forma en que los rayos cósmicos adquirirían energías tan grandes propuso un mecanismo de aceleración donde tenía en cuenta las colisiones de partículas con campos electromagnéticos [8]. Uno de los mayores logros de esta teoría, es que se deduce naturalmente una ley de potencias inversas para la distribución espectral de los rayos cósmicos que concuerda con los datos experimentales. Esta teoría fue modificada por el mismo Fermi, hacia 1954, para describir un proceso de aceleración mucho más eficiente por interacciones de las partículas con ondas de choque remanentes, por ejemplo, en una explosión de supernova [9].

A lo largo de los años 40 se utilizaron contadores Geiger-Müller que luego fueron desplazados por detectores de centelleo. Entre los años 1954 y 1957 en la Estación de Harvard Agassiz se montó un arreglo de quince contadores Geiger-Müller, con los cuales se pudo estimar la energía de la partícula primaria entre 3×10^{15} eV y 10^{18} eV. Posteriormente el experimento de Volcano Ranch, en Estados Unidos, fue el primero en obtener datos de una lluvia de rayos cósmicos con energía estimada en 10^{20} eV [10], y en realizar estudios de las direcciones de arribo de los rayos cósmicos. Fue el primer gran arreglo de detectores que proporcionó datos sobre los rayos cósmicos de altas energías, ya que fue diseñado con centelladores separados a una distancia ~ 1 km, cubriendo un área de ~ 8 km². A partir de entonces se denominaron Rayos Cósmicos de Ultra Alta Energía ("*Ultra High Energy Cosmic Rays*", *UHECR*), a todos aquellos con $E \geq 10^{18}$ eV.

El descubrimiento de la radiación cósmica de fondo¹ (CMB), llevada a cabo por Penzias y Wilson en 1965 [11], dio lugar para que Greisen por un lado y Kuz'min con Zatsepin por otro dieran cuenta de una posible disminución en el flujo de rayos cósmicos, que hoy es conocida como corte GZK. Ambos predijeron que habría un corte en el espectro de protones, por arriba de 5×10^{19} eV, debido a la interacción de los rayos cósmicos con los fotones de la CMB que da lugar a la producción de piones

¹El fondo de radiación cósmico de microondas (Cosmic Microwave Background Radiation) consiste de fotones, que llenan el universo y tienen una temperatura característica de 2,7° K.

[12, 13]. De esta manera el flujo de rayos cósmicos de muy alta energía disminuye rápidamente en función de la distancia recorrida, de modo que los protones que viajaran a distancias intergalácticas relativamente cortas ($\sim 100 \text{ Mpc}^1$) no tendrían energías mayores a $5 \times 10^{19} \text{ eV}$ al llegar a la Tierra.

A inicios de los 80 se construyó también el observatorio “Fly’s Eye” [14] que utilizaba la luz de fluorescencia producida por las partículas secundarias cargadas de los rayos cósmicos al interactuar con el nitrógeno atmosférico. En los 90 el detector HiRes (High Resolution Fly’s Eye) funcionó en su lugar mejorando la resolución de los parámetros de las lluvias [15]. Actualmente la colaboración Telescope Array (TA) unió los telescopios de fluorescencia de HiRes con los detectores de superficie de Akeno Giant Air Shower Array (AGASA) para obtener un detector híbrido [16]. AGASA ubicado en Japón, contaba con 111 detectores de superficie, cada detector tenía $2,2 \text{ m}^2$ de área y estaban separados entre si a una distancia de 1 km, de modo tal de cubrir una superficie de aproximadamente 100 km^2 . Al tener únicamente detectores de superficie, AGASA medía únicamente la distribución lateral de las partículas secundarias.

En total se han detectado varios eventos con energías mayores de 10^{20} eV , y no era claro si existía el corte GZK del flujo a altas energías. El Observatorio Pierre Auger (PAO), concebido en 1995 y construido entre 2001 y 2008, que está compuesto por un detector híbrido (detectores de luz Cherenkov en agua y telescopios de fluorescencia) diseñado para detectar rayos cósmicos de alta energía [17], junto con HiRes terminaron con esta discusión en 2008 [18].

En las siguientes secciones se presentan las características más importantes relacionadas con la física, los resultados y los problemas actuales concernientes al estudio de los rayos cósmicos.

1.3. Espectro de rayos cósmicos

Uno de los resultados más destacados en el estudio de los rayos cósmicos es su espectro de energía. Abarca más de 15 órdenes de magnitud, desde 10^5 eV para partículas del viento solar hasta más de 10^{20} eV . El espectro exhibe una ley de potencias del tipo $\propto E^{-\gamma}$ con distintos índices espectrales γ . A orden cero γ puede tener un valor de

¹Parsec (pc) es la distancia a la que se encuentra una estrella que subtiende un ángulo de 1 segundo de arco. $1 \text{ pc} = 3,1 \times 10^{18} \text{ cm} = 3,3 \text{ años luz}$ y $1 \text{ Mpc} = 1 \text{ millón de pc}$.

$\approx 2,7$. En la figura 1.2 se muestra el espectro experimental de los rayos cósmicos.

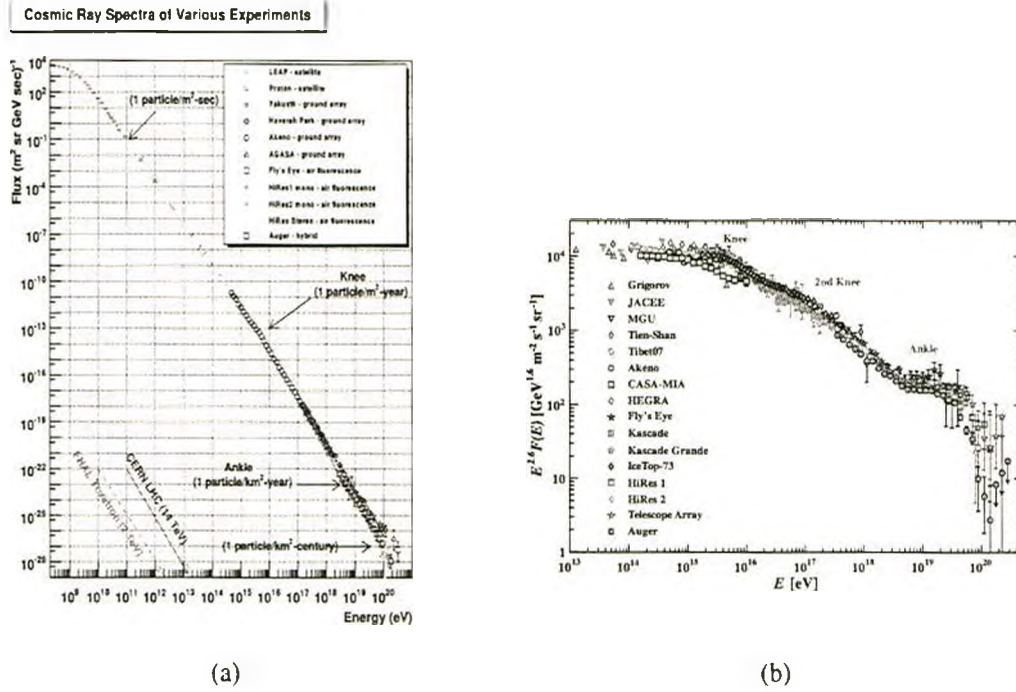


Figura 1.2: (a) Espectro de rayos cósmicos medido por distintos experimentos [19]. (b) Espectro de rayos cósmicos multiplicado por $E^{2.6}$, para una mejor visibilidad de sus característica [20].

Como puede observarse en la figura 1.2, en la región de más baja energía el flujo es alto, permitiendo estudiar la composición de los rayos cósmicos por observación directa con pequeños detectores transportados en globos. Este rango energético otorga mucha información y sobre él se han basado modelos para explicar el origen de los rayos cósmicos.

Por arriba de 10^{14} eV, donde el flujo disminuye hasta algunas partículas por metro cuadrado por día, las mediciones directas ya no son prácticas. Por otro lado, estas energías son lo suficientemente grandes para que se generen cascadas de partículas secundarias, las EAS descubiertas por Pierre Auger, que dejan una huella lo suficientemente grande como para ser registrada por un arreglo de detectores posicionados a nivel del suelo.

Una región de mucho interés científico yace entre la llamada “rodilla” (knee) a $\sim 10^{15.5}$ eV y el “tobillo” (ankle) a $\sim 10^{18.5}$ eV donde hay una fuerte disminución en el valor del índice espectral. Para el PAO, se pasa de $\gamma \approx -2,7$ a energías $E \leq 10^{15.5}$ eV a

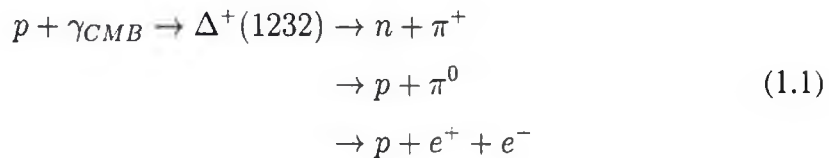
un $\gamma \approx -3,27 \pm 0,02$ [21]. En el caso de TA, se tiene un $\gamma \approx -3,33 \pm 0,04$ para el rango de $10^{17} \leq E \leq 10^{18,5}$ eV [22]. En la zona de bajas energías de esta última región los rayos cósmicos son probablemente acelerados en remanentes galácticos de supernovas. En la región de energías por encima del tobillo el espectro decae más suavemente con un $\gamma \approx -2,68$ (según el PAO y TA), esta característica puede verse en la figura 1.2(b).

Uno de los resultados presentados recientemente, en 2011, que concierne al espectro de rayos cósmicos se refiere a la zona en la que se produciría una transición intermedia, llamada “segunda rodilla” (second knee) [23]. El experimento KASCADE-Grande encontró, en el espectro, un cambio en la pendiente de $\gamma = -2,95 \pm 0,05$ a $\gamma = -3,24 \pm 0,08$, a la energía de $\log_{10}(E/\text{eV}) = 16,9 \pm 0,10$, ver figura 1.2(b).

El último gran quiebre en el índice espectral tiene aparejado la supresión del flujo por el efecto GZK, como ya ha sido mencionado. La falta de estadística en esta zona es una de las mayores limitaciones para estudiar el espectro, pero este problema ha sido solucionado por el PAO construido a lo largo de 3000 km^2 para aumentar el área de colección. A continuación en la siguiente sección se presentan los resultados obtenidos en esta región de energía.

1.4. Supresión del espectro de rayos cósmicos

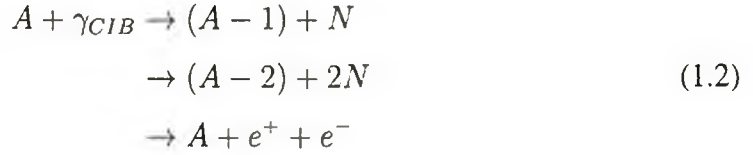
El corte GZK fue una de las cuestiones más discutidas en la física de rayos cósmicos. Se refiere a que, para una distribución cosmológica de fuentes, existe una supresión del espectro de protones (p) debido a la producción de fotomesones por interacción con el fondo de radiación de microondas. Este fenómeno sucede para energías de $\sim 5 \times 10^{19}$ eV [12, 13]. Las principales reacciones de protones con los fotones del CMB (γ_{CMB}) son:



El pico de la distribución de energía del CMB se encuentra alrededor de 5×10^{-4} eV y tiene una densidad de 400 fotones/cm^3 . A altas energías la producción de piones mediante la resonancia $\Delta^+(1232)$ es el mecanismo dominante para la pérdida de energía del protón. En la producción de fotomesones, ver las dos primeras reacciones en la

expresión (1.1), se crea un neutrón y un pión cargado, o un protón y un pión neutro, que conlleva una gran pérdida de energía por parte del protón. Un neutrón con energía alrededor de 10^{20} eV tendría una longitud de decaimiento de ~ 1 Mpc, lo cuál sería prácticamente independiente de su energía inicial. Luego de viajar distancias del orden de $R_{GZK} \sim 100$ Mpc, la energía del protón será de $E_{GZK} \sim 10^{19}$ eV.

Para el caso de núcleos pesados, el mecanismo principal de pérdida de energía no se produce mediante la resonancia $\Delta^+(1232)$ por este motivo no se puede hablar de efecto GZK. En este caso, los fotones del fondo de radiación cósmica infrarroja (γ_{CIB} , con energías de hasta $\sim 0,8$ eV) emitidos por las galaxias juegan un papel importante en la fragmentación de núcleos [24]. Los mecanismos más significativos son el de fotodesintegración y producción de pares. Considerando un núcleo de masa A , se tienen las siguientes reacciones dominantes:



donde N es un nucleón, ya sea protón o neutrón. La probabilidad de emisión de un sólo nucleón se encuentra un orden de magnitud por encima de la emisión de la de dos nucleones. Aunque el núcleo no se desintegra a través de la creación de pares, sí, pierde energía por este proceso. La consecuencia de estos procesos es una pérdida de energía que es más marcada en el rango comprendido entre 5×10^{19} eV y 2×10^{20} eV.

En el caso de rayos gamma, la creación de pares mediante su interacción con los fotones del CMB constituye el proceso más importante de pérdida de energía en un amplio intervalo que va desde 4×10^{14} eV hasta $\sim 2 \times 10^{19}$ eV, mediante colisiones del tipo:



A energías mayores de 2×10^{19} eV el proceso que domina es el de atenuación por la creación de pares mediante el fondo de fotones de radio, cuya densidad es bastante incierta, luego domina el fondo de microondas, el de infrarrojo y por último el del visible.

El PAO determinó la energía donde el espectro tiene una supresión tipo GZK en $\log_{10}(E_{1/2}/\text{eV}) = 19,61 \pm 0,03$ con una pendiente de $\gamma = -4,2 \pm 0,1$. Si bien esta supresión podría considerarse como GZK, la misma depende de la composición química de los rayos cósmicos, la cuál según el PAO sería dominada por núcleos pesados y no protones [25, 26]. Por otro lado, la supresión encontrada por TA sí sería dada por el GZK, ya que sus estudios de composición a altas energías indican que los rayos cósmicos primarios son protones. Resolver esta controversia en la composición química es crucial para determinar cuál es el mecanismo por el que se produce la supresión del espectro de rayos cósmicos a las más altas energías. Hasta que esto sea solucionado cualquiera de las hipótesis indicadas con anterioridad es válida.

Cabe destacar por otro lado, que en el caso de que los rayos cósmicos primarios fueran protones, los neutrinos producidos por el decaimiento de los piones que provienen de la resonancia $\Delta^+(1232)$ (neutrinos cosmogénicos) deberían ser observados. Sin eventos de neutrinos detectados por el PAO, el mismo ha establecido límites que no permiten descartarlos, haciendo que el tema siga aún vigente [27].

1.5. Composición química

El experimento Fly's Eye estudió la composición química de los rayos cósmicos ajustando la dependencia en energía de la profundidad atmosférica donde se produce el máximo número de partículas en las EAS, X_{max} . Al cambio de X_{max} en función de la energía se le denomina "tasa de elongación" ("elongation rate"). Los modelos hadrónicos actuales predicen una tasa de elongación de 50 a 60 g/cm^2 [28, 29].

De acuerdo al modelo de Heitler [30], para una lluvia electromagnética el valor de X_{max} es proporcional al logaritmo de la energía del rayo cósmico primario. En lluvias iniciadas por núcleos pesados o protones esta dependencia resulta más complicada, pero sigue siendo una cantidad proporcional a la energía total del primario por nucleón. Por lo tanto, el X_{max} de una lluvia iniciada por un núcleo de hierro de energía E_0 será aproximadamente el mismo que el de una lluvia generada por un protón de energía $E_0/56$.

El detector de fluorescencia del PAO ha permitido evaluar con buena resolución la distribución media de X_{max} y sus fluctuaciones (RMS) en función de la energía, para energías mayores de 1 EeV. Tanto $\langle X_{max} \rangle$ como el $\text{RMS}(X_{max})$ están relacionados con la composición promedio de masa del primario que originó la lluvia. En el caso de

primarios livianos (protones), las lluvias son más penetrantes, y tendrá valores de X_{max} más elevados, y con mayor dispersión. Por otro lado, para primarios pesados se tienen valores menos penetrantes de X_{max} y menor dispersión.

Esta distinción entre primarios livianos y pesados permite evaluar la composición de masa promedio en función de la energía para los datos obtenidos a partir de los detectores de fluorescencia. Esto se logra, ya que la resolución con la cual se determina X_{max} es menor a la separación que existe entre primarios pesados y livianos, para $\langle X_{max} \rangle$ ($\sim 100 \text{ g/cm}^2$) y RMS ($\sim 40 \text{ g/cm}^2$). Los paneles superiores de la figura 1.3, muestran los resultados publicados por el PAO en 2010 [26]. Estos resultados muestran una tendencia hacia valores menos profundos en $\langle X_{max} \rangle$ y una reducción del RMS, que estaría relacionada con un cambio hacia primarios más pesados a medida que aumenta la energía del rayo cósmico primario. Por otro lado, si se comparan estos resultados con los obtenidos por la colaboración HiRes, se observan discrepancias en los valores de $\langle X_{max} \rangle$ y RMS. El panel inferior de la figura 1.3, muestra los resultados publicados por esta colaboración [28]. De acuerdo a estos resultados, para energías mayores a 1 EeV, los rayos cósmicos son esencialmente protones. Recientemente TA encontró resultados preliminares que apoyan los resultados publicados por HiRes [22].

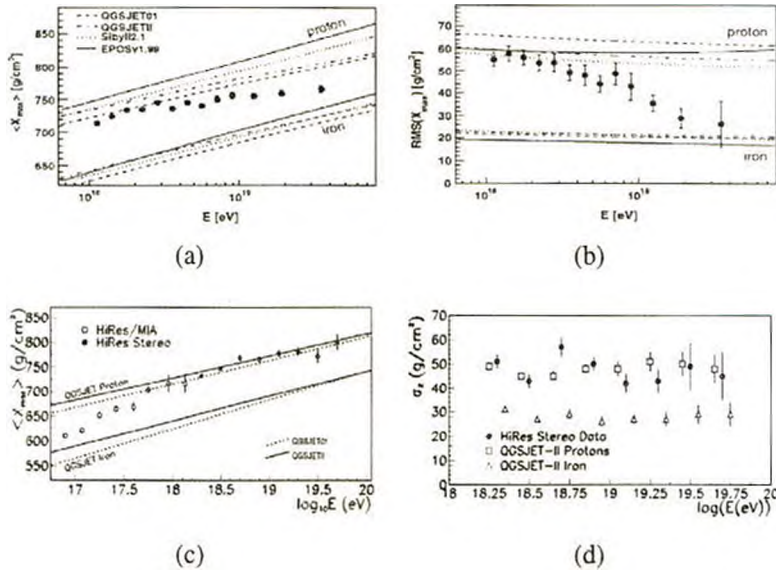


Figura 1.3: (a) $\langle X_{max} \rangle$ y (b) $\text{RMS}(X_{max})$ en función de la energía medido por el PAO. (c) $\langle X_{max} \rangle$ y (d) $\text{RMS}(X_{max})$ en función de la energía medido por HiRes. Se muestran las curvas para distintos modelos hadrónicos y primarios (protón y hierro)

En la figura 1.3 se observa que el desacuerdo entre los dos experimentos se hace más pronunciado a partir de 10^{19} eV, donde ambos predicen composición de masas opuestas. A pesar de esto, es de notar que los dos experimentos observan la supresión del espectro a las mismas energías, por lo que la determinación de la composición puede ser decisiva para entender si esta supresión del flujo se debe al mecanismo GZK o no. Este es uno de los temas de mayor controversia en la actualidad, y es donde los detectores de AMIGA (Auger Muons and Infill for the Ground Array) [31, 32] en el PAO aportarán luz sobre la composición química de los rayos cósmicos.

1.6. Aceleración y posibles fuentes de los rayos cósmicos

Otra de las cuestiones todavía no resueltas, es el mecanismo de aceleración de los rayos cósmicos. En línea general se consideran dos escenarios para las posibles fuentes de rayos cósmicos de ultra alta energía: modelos Bottom-Up (escenarios convencionales) y Top-Down (escenarios exóticos) [24, 33].

Modelos *Bottom-Up*:

- Fermi propuso que las partículas pueden ser aceleradas entrando y saliendo de nubes magnéticas en movimiento, lo que lleva a una ganancia en energía de $\frac{\Delta E}{E} = \frac{4}{3}\beta^2$ (llamado de segundo orden)¹. Otra forma de aceleración de las partículas es entrando y saliendo de frentes de choques planos, con una tasa de ganancia en energía de $\frac{\Delta E}{E} = \frac{4}{3}\beta$ (llamado de primer orden) [9]. En cualquiera de estos casos, se obtiene en cada interacción una ganancia energética de: $\Delta E = \alpha E$. Por lo tanto considerando n interacciones se tiene que:

$$E = E_0(1 + \alpha)^n, \quad (1.4)$$

donde E_0 es la energía inicial del rayo cósmico. Luego, suponiendo una probabilidad de escape ϵ , el número de partículas será:

$$N = N_0(1 - \epsilon)^n, \quad (1.5)$$

¹ $\beta = \frac{v}{c}$, con v la velocidad de la partícula y c la velocidad de la luz.

siendo N_0 el número inicial de partículas. De donde se deriva un espectro exponencial [8, 9], como se mencionó anteriormente:

$$\frac{N}{N_0} = \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\ln(1-\epsilon)/\ln(1+\alpha)} \quad (1.6)$$

- Existe una teoría, de Ginzburg y Syrovatskii de los años sesenta, para explicar la aceleración de los rayos cósmicos a energías menores de la rodilla en base a remanentes galácticos de supernovas. Estimaron que una pequeña fracción (entre 3 y 5 %) de la energía cinética de supernovas galácticas es suficiente para mantener la energía que tienen los rayos cósmicos de origen galáctico [24]. Posteriormente asumiendo que el proceso de aceleración es estocástico del tipo de Fermi, este modelo fue reemplazado por otros con mecanismos astrofísicos de aceleración más eficientes.
- Los aceleradores pueden ser galácticos o extragalácticos y un modelo sencillo de clasificación de fuentes ha sido desarrollado por Hillas [34]. Un requerimiento obvio para la aceleración de núcleos cargados es que el campo magnético del objeto astrofísico contenga al núcleo acelerado dentro de sí. Se puede entonces, calcular una energía de aceleración máxima teórica como:

$$E_{max} \leq \gamma e Z B R \quad (1.7)$$

donde γ es el factor de Lorentz, e la carga eléctrica del electrón, Z la carga del núcleo, B el campo magnético del acelerador, y R la dimensión lineal del objeto astrofísico. La figura 1.4 es una versión actualizada del diagrama de Hillas [35], que muestra cuáles son los requerimientos para acelerar primarios a más de 10^{20} eV. La línea punteada muestra el valor de campo magnético mínimo para la aceleración de un núcleo de hierro como función de la dimensión del objeto astrofísico. La línea sólida es idéntica pero para la aceleración de protones. Esta figura permite ver que existen pocos objetos astrofísicos donde se puede generar esa energía: estrellas de neutrones altamente magnetizadas, núcleos activos de galaxias, lóbulos de radio-galaxias gigantes, etc.

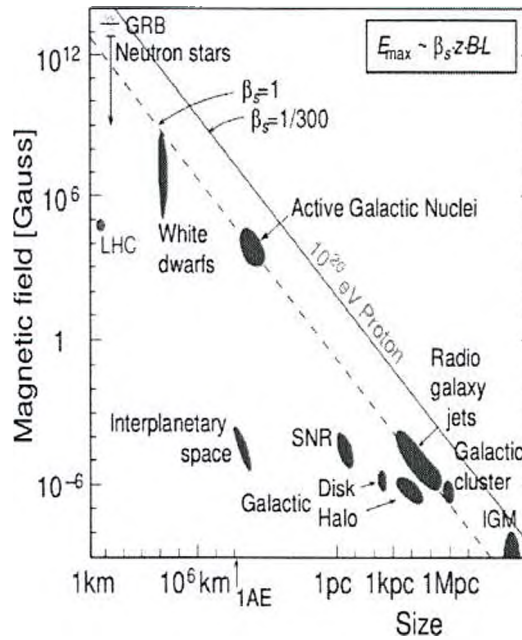


Figura 1.4: Diagrama de Hillas donde se muestra la intensidad del campo magnético de posibles aceleradores de partículas. El Gran Colisionador de Hadrones (LHC) es incluido como referencia de un acelerador hecho por el hombre. Figura extraída de [36].

Modelos *Top-Down*:

La idea básica de estos modelos es que partículas muy masivas, con masas superiores a 10^{11} GeV originadas a partir de procesos de altas energías en el universo primitivo, decaerían a quarks y leptones. Posteriormente los quarks se “hadronizan”, como efecto de la cromodinámica cuántica, en “jets” de hadrones conteniendo principalmente piones y un pequeño porcentaje de bariones (principalmente nucleones). Los piones decaen en γ , ν , $\bar{\nu}$, e^+ , e^- , conteniendo todas estas partículas energías elevadas que adquieren directamente en la cascada de decaimiento, sin requerir ningún mecanismo de aceleración [33].

Estas partículas supermasivas pueden producirse a partir de dos mecanismos:

1. Radiación, interacción o colapso de defectos topológicos. Estos defectos son restos de la transición de fase en la que se rompe una simetría de gran unificación (GUT) del universo temprano.
2. Partículas meta-estables y supermasivas, reliquias de algún campo cuantizado pri-

mordial formado después del estado inflacionario del universo. Con un tiempo de vida de estas partículas del orden de la edad del universo.

Hasta ahora los resultados de HiRes, el PAO y TA favorecen los modelos *Bottom-Up* y descartan los *Top-Down* [33].

1.7. Direcciones de arribo

Las direcciones de arribo de los rayos cósmicos con energías menores de 10^{19} eV son muy isotrópicas. Esta observación llevo a Fermi a sugerir que el espacio interestelar estaba magnetizado [8]. Actualmente, es conocido que los rayos cósmicos con carga Z y energía E , son deflectados en el campo magnético Galáctico con intensidad media de $B = 3 \mu\text{G}$. Teniendo en cuenta que el radio de Larmor esta dado por:

$$r_L = \frac{E[\text{PeV}]}{ZB[\mu\text{G}]}, \quad (1.8)$$

los protones con energía de $E = 10^{18}$ eV, alcanzan un r_L mayor que la dimensión transversal del disco Galáctico (~ 100 pc), por esta razón ellos no permanecen confinados en la Galaxia. Lo mismo ocurre con los núcleos de hierro de energía 2.6^{19} eV, ya que su carga es $Z = 26$. Por lo tanto, se espera que los rayos cósmicos con energías $E > 10^{19}$ eV muestren anisotropía, si sus fuentes son localizadas en el disco Galáctico. Hasta ahora, ninguna fuente localizada en el disco Galáctico ha sido correlacionada con rayos cósmicos de estas energías, lo cuál sugiere que, probablemente estos rayos cósmicos son de origen extragaláctico, o que sus fuentes están localizadas en el halo Galáctico extendido.

A medida que la energía de los rayos cósmicos incrementa, los campos magnéticos galácticos y extragalácticos deflectan menos sus trayectorias. Por lo tanto, se espera que por arriba de algún valor de energía 5×10^{19} eV, las direcciones de arribo de los rayos cósmicos empiecen a señalar la ubicación de la fuente y muestren algún grado de anisotropía, de esta forma se puede realizar estudios astronomía con partículas cargadas. Esto último se ve reforzado por las observaciones de la fuerte supresión del espectro de los rayos cósmicos, dando a entender que el número de fuentes capaz de acelerar este tipo de rayos cósmicos es muy reducido. Si esta supresión es la predicha por el corte GZK,

entonces la distancia máxima de las fuentes debe estar dentro de una esfera de radio 100 Mpc, y la distribución de materia dentro de esta esfera debería ser anisotrópica [33].

El primer intento para correlacionar la dirección de arribo de los rayos cósmicos de alta energía con objetos astrofísicos conocidos fue por Stanev *et al.* [37]. Ellos usaron 143 eventos con energía $E > 2 \times 10^{19}$ eV detectados por Haverah Park, junto con la estadística de Vulcano Ranch, Yakutsk, y los datos preliminares de AGASA. Ellos estudiaron la distancia angular entre los eventos de alta energía y el plano supergaláctico (SGP), el cuál es el plano de peso de casi todos los objetos extragalácticos con redshift menor a 0,04 [38]. La conclusión fue que a energías superiores de 4×10^{19} eV, el promedio y el RMS de las distancias angulares (respecto al SGP) de los eventos de alta energía se acercan mucho más a lo que uno esperaría de una distribución isotrópica de las fuentes de rayos cósmicos de alta energía.

Con el incremento de la estadística de AGASA a finales de los 90, la correlación con el SGP disminuyó. Otros efectos fueron pretendidos por este experimento: isotropía a gran escala y anisotropía a pequeña escala. La anisotropía fue definida cuando dentro de un total de 47 eventos con energías superiores a 4×10^{19} se descubrieron un triplete (triple coincidencias) y tres dobletes (doble coincidencias) dentro de un ángulo de separación de $2,5^\circ$ [39]. La probabilidad de que esto suceda por una distribución isotrópica fue menor que el 1 %. En un análisis posterior [40], se obtuvieron conclusiones un poco diferentes. Debido a que la resolución angular de los experimentos más antiguos estuvo equivocada, el pequeño grupo de eventos fue analizado en distancias angulares de 3° , 4° y 5° . Doce dobletes y dos tripletes fueron hallados dentro de 3° . El énfasis, sin embargo, fue en el hecho que los ocho dobletes y los dos tripletes están dentro de 10° del SGP, el cuál tuvo una probabilidad de 0,1 % y 0,2 % para una distribución isotrópica de fuentes.

El PAO, con una exposición de $4390 \text{ km}^2 \text{ sr yr}$, realizó una primera búsqueda de anisotropías para direcciones de arribo de los eventos más energéticos detectados entre 2004 y 2007. Para la muestra, se seleccionó rayos cósmicos con $E > 5,5 \times 10^{19}$, para los cuales sus direcciones de arribo fueron correlacionadas con la posición del Núcleo Galáctico Activo (AGN) dentro de una distancia de $\sim 75 \text{ Mpc}$ (o $z < 0,018$) del catálogo VCV (Véron-Cetty y Véron, 2006). Dada las posibles deflexiones de los rayos cósmicos, una ventana angular de $3,1^\circ$ fue puesta alrededor de cada galaxia.

Para determinar la anisotropía, se realizó un análisis sobre los 15 eventos de energía $E > 5.5 \times 10^{19}$, de los cuales, se encontró que un total de 12 eventos tenían correlación con los AGNs del catálogo VCV. Posteriormente, con casi el doble de exposición, el mismo análisis fue repetido para un segundo grupo de 13 eventos. Ocho de estos eventos mostraron una correlación igual a la del anterior grupo de 15 eventos. De acuerdo a estos resultados, el $69^{+11}_{-13} \%$ de los eventos se correlacionan con fuentes AGN [41]. En 2010, con una exposición de $20370 \text{ km}^2 \text{ sr yr}$, el PAO realizó una actualización del estudio de las correlaciones de rayos cósmicos de las más altas energías con materia extragaláctica cercana, en este caso se usó un grupo de 69 eventos [42]. Se encontró que el $38^{+11}_{-13} \%$ de estos eventos presentan una correlación con el AGN del catálogo usado en el primer análisis, mientras que el 21 % de los eventos presentan una correlación con fuentes AGN pero correspondiente a una distribución de arribo isotrópica. La significancia para la anisotropía fue estimada como 2.5σ . En 2008 y en 2010, los observatorios HiRes y TA, construidos en el Hemisferio Norte, realizaron estudios similares y no hallaron una correlación significativa [43, 44].

En la figura 1.5 se muestra un mapa del cielo conteniendo la localización de todos los eventos de alta energía con $E > 5.5 \times 10^{19} \text{ eV}$ detectados por el PAO (69 eventos) y HiRes (13 eventos).

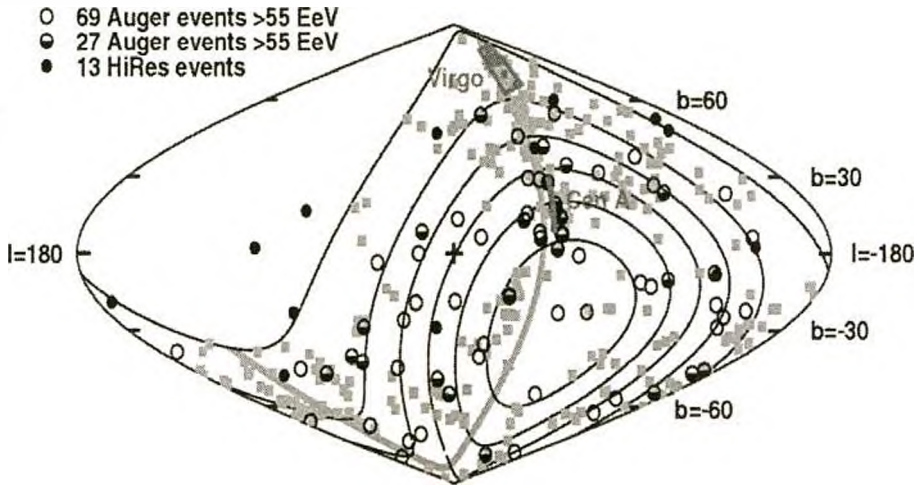


Figura 1.5: Correlación de las direcciones de arribo de rayos cósmicos de alta energía con AGNs del catálogo VCV. La parte sombreada del cielo no es visible por el PAO. Los cuadrados grises son los AGNs con $z < 0,018$. Los círculos vacíos y semillenos son los eventos del PAO. Los puntos negros son los eventos de HiRes. Las líneas delgadas muestran las seis regiones del cielo donde el PAO tiene igual exposición. La línea púrpura es el plano Supergaláctico. Figura extraída de [33].

En [42], el PAO también presentó los resultados de la correlación de las direcciones de arribo para los rayos cósmicos más energéticos usando otro catálogo, esta vez concentró la búsqueda alrededor de la galaxia Cen A, el AGN más cercano del catálogo VCV que se puede observar desde la ubicación del PAO. Los resultados son mostrados en la figura 1.6. En la figura se puede observar un exceso de eventos en un anillo de 18° alrededor de Cen A. Se halló un total de 13 eventos que pueden ser correlacionados, mientras únicamente 3,2 eventos se espera que puedan ser correlacionados si se asume una distribución de arribo isotrópica.

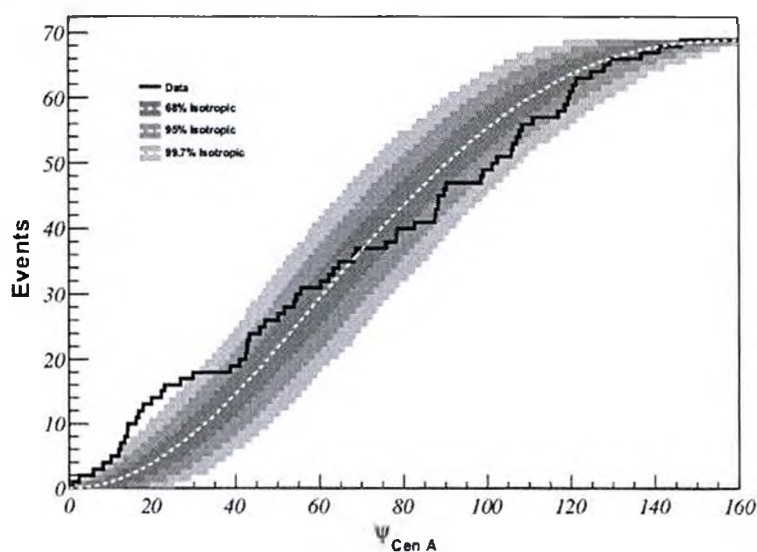


Figura 1.6: Número de eventos con $E \gtrsim 55$ EeV en función de la distancia angular respecto a Cen A. Las bandas corresponden a la dispersión esperada para un flujo isotrópico de 68 %, 95 % y 99,7 %, respectivamente. Figura extraída de [42].

Hasta el momento, los estudios realizados por varios experimentos no confirman los realizados por el PAO, lo cuál puede deberse a la baja estadística que tienen.

Si en datos futuros es hallada una evidencia de anisotropía a gran escala, puede ayudar a saber que clase de fuentes son asociadas a estas estructuras de gran escala, tales como el plano Galáctico o el halo Galáctico. Por otro lado, si los rayos cósmicos se agrupan en una pequeña región o muestran algún alineamiento direccional con objetos compactos energéticos, puede ser posible asociar sus direcciones de arribo a fuentes aisladas en el cielo [42].

Capítulo 2

LLuvias Atmosféricas Extensas

2.1. Introducción

En 1938 Pierre Auger y sus colaboradores descubrieron que las partículas originadas por la interacción de los rayos cósmicos con las moléculas de la atmósfera pueden llegar a la superficie de la tierra mas o menos simultáneamente [7]. Este descubrimiento fue llevado a cabo a través del estudio de las coincidencias entre contadores ubicados en la superficie de la tierra. Auger y sus colaboradores observaron que la cantidad de coincidencias observadas superaban las casuales a pesar de separar los contadores algunos cientos de metros. Finalmente, propusieron que dichas coincidencias eran originadas por lluvias de partículas electromagnéticas que eran producto de la interacción de los rayos cósmicos con la atmósfera.

El objetivo de este capítulo es señalar las propiedades mas importantes que presentan las Lluvias Atmosféricas Extensas (EAS), caracterizando sus componentes, tanto para el perfil longitudinal como para el perfil lateral de partículas. Finalmente, se introducen los modelos hadrónicos usados para realizar simulaciones detalladas de EAS y se discuten los parámetros de las lluvias que son sensibles a la composición química del rayo cósmico primario.

2.2. Desarrollo en la atmósfera

Si el rayo cósmico primario es un nucleón (protón o neutrón), la cascada comienza con una interacción hadrónica,

$$N + Aire \longrightarrow A^* + N + m, \quad (2.1)$$

donde N es un nucleón, A^* es un núcleo excitado perteneciente a la atmósfera y m es la cantidad de piones producidos ($\pi^+ + \pi^- + \pi^0$). Para el caso en que el primario sea un núcleo atómico se puede escribir una ecuación similar, pero en este caso el núcleo interactuante estará en un estado excitado después de la primer interacción.

La primera interacción hadrónica ocurre en lo alto de la atmósfera, aproximadamente a unos 20 km de altitud sobre el nivel del mar. La sección eficaz de dispersión inelástica correspondiente a primarios de protón de 10^{14} eV que interactúan con los núcleos de la atmósfera ($\langle Z \rangle = 7,5$ y $\langle A \rangle = 14,5$) es del orden de 290 mb, que corresponde a un camino libre medio de $\sim 84 \text{ g cm}^{-2}$. En estas interacciones de altas energías, parte de la energía del primario es perdida en forma de partículas secundarias, que consisten principalmente en mesones, bariones e hiperones. A la fracción de energía perdida por el primario se la llama inelasticidad, y al número de partículas secundarias producidas se la llama multiplicidad.

Las partículas secundarias adquieren cantidad de movimiento transversal y también sufren dispersión Coulombiana, motivo por el cual estas partículas no se propagan en la dirección de incidencia del rayo cósmico primario, esto origina el desarrollo lateral de las lluvias. La mayoría de las partículas secundarias producidas son piones y kaones, aunque bariones y antibariones también son producidos pero en menor cantidad. Estas partículas pueden volver a interactuar con los átomos de la atmósfera y así producir nuevas partículas secundarias. Algunas de estas partículas secundarias, como por ejemplo los piones y kaones, son inestables y por lo tanto pueden decaer. Si el camino libre medio correspondiente a la interacción con la atmósfera es menor que la longitud de decaimiento, el proceso de interacción domina frente al decaimiento y viceversa. Las partículas secundarias interactúan o decaen al propagarse a través de la atmósfera, desarrollándose de esta manera la cascada de partículas que avanza en dirección a la superficie de la tierra.

Los piones neutros producidos en la cascada tienen una vida media del orden de $\sim 10^{-6}$ s, por lo tanto decaen rápidamente en dos fotones (γ),

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma. \quad (2.2)$$

Aunque también son posibles las siguientes reacciones,

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma + e^+ + e^- \quad (2.3)$$

$$\pi^0 \longrightarrow e^+ + e^- + e^+ + e^-. \quad (2.4)$$

Los π^0 son responsables de la parte electromagnética de la cascada, la cual, disipa el 90 % de la energía del primario a través del proceso de ionización de la atmósfera. Debido a la interacción hadrónica de los fotones una pequeña fracción de la cascada electromagnética es reinyectada en la cascada hadrónica mediante la foto-producción de piones.

Los mesones cargados producen muones a través de sus decaimientos, siendo las reacciones dominantes dadas por,

$$\pi^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \nu \quad (2.5)$$

$$K^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \nu \quad (2.6)$$

$$K^\pm \longrightarrow \pi^\pm + \pi^0. \quad (2.7)$$

Mientras que los kaones neutros constituyen solamente el 1 – 2 % de las partículas secundarias de la cascada.

La figura 2.1 muestra en forma esquemática el desarrollo de una cascada atmosférica iniciada por un primario de protón, en esta figura se muestra los principales mecanismos antes mencionados correspondientes al desarrollo de una lluvia. En la superficie de la tierra, las partículas más abundantes son los fotones, electrones y positrones (las partículas electromagnéticas) y luego en menor cantidad los muones.

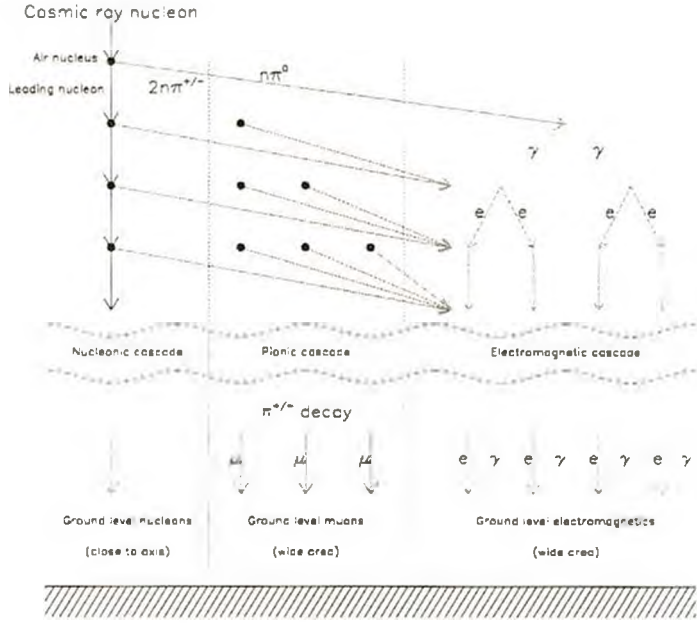


Figura 2.1: Esquema del desarrollo de una lluvia atmosférica iniciada por un primario de protón [17].

2.3. Modelado simple de las EAS

Como en todo proceso de interacción con un medio, lo que importa no es tanto la longitud recorrida a lo largo de la dirección de movimiento, si no más bien la cantidad de materia atravesada por las partículas. En el caso del desarrollo de las lluvias, esta cantidad de materia puede cuantificarse a partir de la profundidad atmosférica vertical X_ν , que tiene unidades de g/cm^2 y puede definirse como

$$X_\nu = \int_{h_0}^{\infty} \rho dh \quad (2.8)$$

donde ρ es la densidad del aire en la atmósfera y h_0 es la altitud a partir de donde se mide la columna de aire. Para lluvias con ángulos cenitales $\theta \lesssim 70^\circ$ la curvatura de la Tierra puede ser despreciada, y la cantidad de materia atravesada puede ser obtenida directamente de la ecuación 2.8, mediante una simple relación trigonométrica:

$$X = \frac{X_\nu}{\cos(\theta)}. \quad (2.9)$$

2.3.1. Cascada electromagnética

Debido a que las lluvias atmosféricas se desarrollan de una manera muy compleja es necesario utilizar simulaciones numéricas detalladas para inferir las propiedades de los rayos cósmicos primarios que las iniciaron. Antes de la era de las computadoras de gran velocidad W. Heitler desarrolló un modelo analítico simplificado para lluvias iniciadas por partículas electromagnéticas [45]. A pesar de lo simplificado del modelo de Heitler, este predice en valor medio las características principales de las lluvias.

El modelo de Heitler asume que los fotones crean pares electrón-positrón,

$$\gamma \rightarrow e^- + e^+, \quad (2.10)$$

y que tanto los electrones como los positrones producen fotones a través del proceso de Bremsstrahlung,

$$e^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma. \quad (2.11)$$

Estas interacciones se dan mientras la energía de las partículas es mayor que una energía crítica, ξ_c^e , para la cuál la pérdida de energía por ionización comienza a ser más importante que los procesos de interacción.

Asumiendo que un fotón, un electrón o un positrón interactúa luego de recorrer una distancia $d = \lambda_r \ln(2)$, la cantidad de partículas después de n interacciones es 2^n . En la figura 2.2 se muestra el esquema del desarrollo de una cascada electromagnética iniciada por un fotón para el modelo de Heitler. Cabe aclarar que otra hipótesis del modelo consiste en asumir que la energía se distribuye simétricamente entre las partículas de la lluvia, es decir, que $E_i(n) = E_0/2^n$. El proceso de multiplicación termina cuando las partículas alcanzan la energía crítica, cuyo valor en aire es de $\xi_c^e \simeq 85 \text{ MeV}$.

Una lluvia iniciada por un fotón de energía E_0 alcanza el máximo número de partículas $N = N_{max}$, cuando todas las partículas alcanzan la energía crítica. Por lo tanto, N_{max} satisface la siguiente relación,

$$N_{max} = \frac{E_0}{\xi_c^e}. \quad (2.12)$$

La profundidad atmosférica para la cuál ocurre el máximo de la lluvia está dada por la cantidad de interacciones necesarias para alcanzar el valor máximo de partículas, es

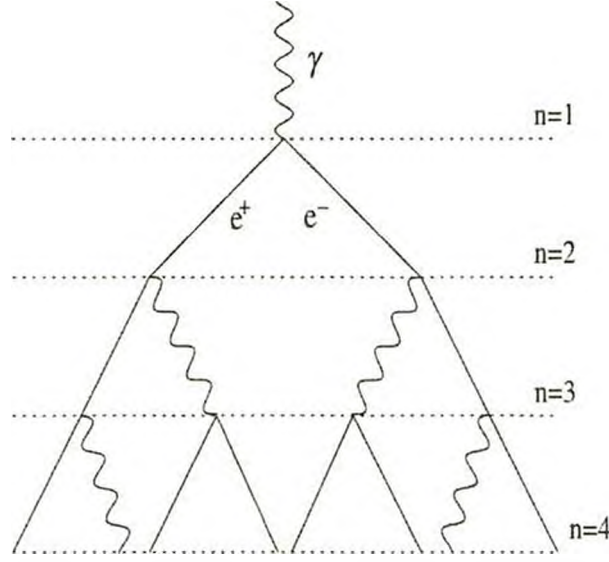


Figura 2.2: Esquema del desarrollo de una lluvia electromagnética iniciada por un fotón según el modelo de Heitler [30].

decir, $2^{n_c} = N_{max}$, con lo cuál, de la ecuación (2.12) se obtiene $n_c = \ln(E_0/\xi_c^e)/\ln(2)$. Finalmente, la profundidad atmosférica del máximo de las lluvias electromagnéticas viene dada por,

$$X_{max} = n_c \lambda_r \ln(2) = \lambda_r \ln \left(\frac{E_0}{\xi_c^e} \right). \quad (2.13)$$

La derivada de X_{max} con respecto a $\log(E_0)$ se llama “Elongation Rate”, y para el modelo de Heitler está dado por,

$$\Lambda = \frac{dX_{max}}{d \log(E_0)} = 2,3 \lambda_r \simeq 85 \text{ g cm}^{-2}. \quad (2.14)$$

El modelo de Heitler, si bien es una versión extremadamente simplificada de lo que sucede en una cascada electromagnética, reproduce muy bien dos de sus características principales:

1. El número total de partículas en el máximo es proporcional a la energía del primario.
2. La profundidad del máximo de la lluvia depende linealmente del logaritmo de la energía del primario de forma tal que $\Lambda \simeq 85 \text{ g cm}^{-2}$.

El modelo sobrestima el cociente entre el número de electrones y fotones, en particular, el número de electrones donde la lluvia tiene su máximo es $N_e = \frac{2}{3}N_{max}$, es demasiado grande. Esto sucede principalmente debido a que frecuentemente, durante el proceso de Bremsstrahlung, son producidos varios fotones y no uno solo como asume el modelo. Más aún, varios electrones dejan de formar parte de la cascada para formar parte de la atmósfera. Simulaciones detalladas del desarrollo de las lluvias muestran que el número de fotones excede aproximadamente en un orden de magnitud, al número de electrones, tanto en lluvias electromagnéticas como en lluvias hadrónicas [46]. Por lo tanto, el número correcto de electrones está dado por $N_e \simeq N/g$, donde N es la cantidad de electrones que produce el modelo de Heitler y $g = 10$ un factor de corrección.

2.3.2. Cascada hadrónica

Basado en el modelo de Heitler, hace una década J. Matthews desarrolló un modelo simplificado para describir el desarrollo de las lluvias hadrónicas [30]. Análogamente a como ocurre en el modelo de Heitler se puede pensar a la atmósfera como un conjunto de capas de espesor fijo dado por $d = \lambda_I \ln(2)$, donde λ_I es la longitud de interacción correspondiente a las partículas que interactúan fuertemente. Es una buena aproximación asumir que la longitud de interacción no depende de la energía en el rango 10–1000 GeV, y para piones en aire se toma el valor, $\lambda_I \simeq 120 \text{ g cm}^{-2}$.

Los hadrones de la lluvia interactúan después de atravesar una capa produciendo N_{ch} piones cargados y $N_{ch}/2$ piones neutros. Los piones neutros inmediatamente decaen en fotones los cuales a su vez inician varias cascadas electromagnéticas. Los piones cargados continúan atravesando la siguiente capa hasta que finalmente interactúan. Este proceso se repite hasta que la energía de los piones cargados cae por debajo de la energía crítica ξ_c^π donde se asume que los mismos decaen produciendo muones. La figura 2.3 muestra un esquema del desarrollo de una lluvia iniciada por un primario de protón para el modelo de Matthews.

Al igual que en el modelo de Heitler, en el modelo de Matthews se intenta fijar la mayor cantidad de parámetros como constantes. En particular, se asume el mismo factor de corrección g presentado en la sección 2.3.1 para obtener el número correcto

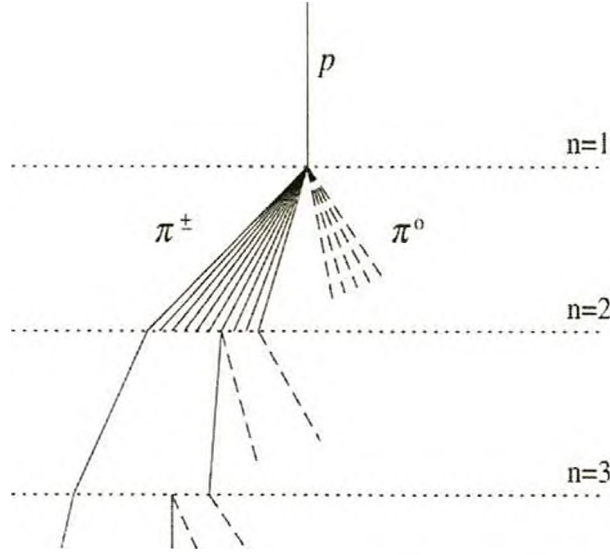


Figura 2.3: Esquema del desarrollo de una lluvia hadrónica iniciada por un protón para el modelo de Matthews [30].

de electrones a partir del número total de partículas electromagnéticas. La multiplicidad N_{ch} correspondiente a las partículas cargadas producidas en las interacciones hadrónicas crece muy lentamente con la energía en el sistema de referencia del laboratorio, en particular para interacciones del tipo $p-p$ y $p-\bar{p}$ evoluciona como $E^{1/5}$. Debido a que la multiplicidad en interacciones π -nucleón es similar, se adopta el valor constante $N_{ch} = 10$. Únicamente para el cálculo de la profundidad atmosférica del máximo de la lluvia es importante considerar la variación de N_{ch} con la energía.

Otro parámetro importante del modelo es la energía crítica ξ_c^π , que corresponde a la energía para la cual cesa la producción de piones debido a que la longitud de decaimiento es menor que la longitud de interacción. En la referencia [30] se puede ver que dicho parámetro decrece lentamente con la energía, y que en el intervalo comprendido entre 10^{14} y 10^{17} eV puede aproximarse en $\xi_c^\pi \simeq 20$ GeV.

A continuación consideramos lluvias iniciadas por protones para luego extender los resultados a primarios de núcleos más pesados. La energía del primario correspondiente a una lluvia iniciada por un protón es dividida en N_π y N_{max} partículas electromagnéticas. El número de muones viene dado por $N_\mu = N_\pi$, ya que se asume que todos los $\pi^\pm$ finalmente decaen. Por lo tanto, en el punto donde ocurre el máximo de la cascada

electromagnética la energía del primario está dada por,

$$E_0 = \xi_c^e N_{max} + \xi_c^\pi N_\mu = g\xi_c^e \left[N_e + \frac{\xi_c^\pi}{g\xi_c^e} N_\mu \right] \cong 0,85 \text{ GeV} [N_e + 24N_\mu]. \quad (2.15)$$

Es decir que, la energía de las lluvias, en el máximo de la cascada electromagnética, depende linealmente del número de electrones y del número de muones. Siendo que diferentes primarios distribuyen la energía en forma diferente entre la componente hadrónica y la componente electromagnética, la ecuación (2.15) tiene en cuenta implícitamente dichas diferencias.

Despreciando la inelasticidad de las interacciones hadrónicas se puede obtener el número de muones de la lluvia fácilmente: $N_\mu = N_\pi = N_{ch}^{n_c}$. Por otro lado, asumiendo que la energía se reparte simétricamente durante la producción de partículas, la energía total de los piones cargados después de atravesar la n -ésima capa está dada por, $(2/3)^n E_0$, con lo cuál, la energía por pion viene dada por,

$$E_{pi} = \left(\frac{2}{3N_{ch}} \right)^n E_0. \quad (2.16)$$

Resolviendo la ecuación con la condición $E_\pi = \xi_c^\pi$, se obtiene el valor de n_c ,

$$n_c = \frac{\ln(E_0/\xi_c^\pi)}{\ln(\frac{3}{2}N_{ch})}. \quad (2.17)$$

Finalmente de esta expresión se deriva el número de muones,

$$N_\mu = \left(\frac{E_0}{\xi_c^\pi} \right)^\beta, \quad (2.18)$$

donde,

$$\beta = \frac{\ln(N_{ch})}{\ln(\frac{3}{2}N_{ch})} \cong 0,85. \quad (2.19)$$

Por lo tanto, el número de muones de la lluvia sigue una ley de potencias cuyo exponente es un número cercano a uno.

Debido a que la cascada electromagnética es generada por el decaimiento de los π^0 ,

la primer interacción conduce un tercio de la energía del primario, $E_0/3$, hacia este canal y luego continua siendo alimentada a través de las subsecuentes lluvias electromagnéticas generadas en cada punto de interacción donde se producen los piones neutros.

El modelo de Matthews considera únicamente a la primera interacción, es decir que no son tenidas en cuenta las subsecuentes lluvias generadas durante el desarrollo de la cascada. Esta simplificación trae como consecuencia una subestimación del valor de X_{max} obtenido. Sin embargo, el valor del elongation rate es reproducido por el modelo.

Entonces como la primera interacción ocurre a una profundidad atmosférica $X_0 = \lambda_I \ln(2)$, y produce $N_{ch}/2$ piones neutros, resultan N_{ch} fotones. Cada fotón inicia una lluvia electromagnética de energía $E_0/(3N_{ch})$, que se desarrolla de forma paralela. Por lo tanto, utilizando la ecuación (2.13) se obtiene,

$$X_{max} = X_0(E_0) + \lambda_r \ln \left(\frac{E_0}{3N_{ch}(E_0)\xi_c^e} \right) \quad (2.20)$$

En la referencia [30] se muestra que utilizando las expresiones de X_0 y N_{ch} como función de la energía se obtiene un valor de X_{max} de 100 gcm^{-2} , este valor es algo menor que el obtenido mediante simulaciones detalladas de lluvias de protón. Esto se debe al hecho antes mencionado, de tener en cuenta solamente las lluvias electromagnéticas correspondientes a la primera interacción. Sin embargo, el valor del elongation rate, $\Lambda \cong 58 \text{ gcm}^{-2}$ está de acuerdo con el valor obtenido de las simulaciones.

Es ilustrativo comparar los valores de X_{max} para lluvias iniciadas por fotones y protones. De las ecuaciones (2.13) y (2.20) se obtiene,

$$X_{max}^p = X_{max}^\gamma + X_0(E_0) - \lambda_r \ln(3N_{ch}(E_0)), \quad (2.21)$$

con lo cuál, el elongation rate para los protones está dado por,

$$\Lambda^p = \Lambda^\gamma + \frac{d}{d \log(E_0)} (X_0(E_0) - \lambda_r \ln(3N_{ch}(E_0))). \quad (2.22)$$

Por lo tanto, se puede ver que Λ^p es menor que Λ^γ debido a que la multiplicidad y la sección eficaz de dispersión $p - \text{Aire}$ crecen con la energía. Este hecho está de acuerdo con el teorema de Linsley [47] que establece a Λ^γ como una cota superior para el elongation rate de las lluvias hadrónicas.

Para extender el modelo a primarios que son núcleos de número atómico A se puede utilizar el principio de superposición, el cual es una versión simplificada de lo que realmente sucede en la interacción de un núcleo con la atmósfera. Dicho principio establece que la interacción con la atmósfera de un núcleo de número atómico A y energía E_0 es equivalente a la interacción con la atmósfera de A nucleones individuales de energía E_0/A cada uno. Por lo tanto, la lluvia resultante consiste en la superposición de A lluvias de protones individuales que se inician todas en el mismo punto.

Utilizando las expresiones antes derivadas y el principio de superposición se obtiene,

$$E_0 = g\xi_c^e \left[N_e + \frac{\xi_c^\pi}{g\xi_c^e} N_\mu \right] \quad (2.23)$$

$$X_{max}^A = X_{max}^p - \lambda_r \ln(A) \quad (2.24)$$

$$N_\mu^A = A^{1-\beta} N_\mu^p. \quad (2.25)$$

Una consecuencia importante que surge de estas expresiones es que las lluvias iniciadas por núcleos producen más muones que las iniciadas por protones de la misma energía, esto es consecuencia de la dependencia no lineal que tiene el número de muones con la energía. Otra consecuencia importante es que las lluvias iniciadas por núcleos alcanzan el máximo desarrollo a profundidades atmosféricas menores que las lluvias de protones de la misma energía, esto se debe fundamentalmente al hecho de pensar a los núcleos como un conjunto de nucleones de energía E_0/A , que tienen el máximo desarrollo a profundidades menores que las lluvias de protones con energía E_0 .

Para el desarrollo del modelo simplificado no se tuvo en cuenta la inelasticidad, algo que tiene consecuencias observables. En efecto, cuando dos hadrones interactúan una de las partículas se lleva una fracción significativa de la energía total. Esta energía no está disponible inmediatamente para la producción de nuevas partículas. La inelasticidad correspondiente a una interacción simple está descrita por el parámetro κ , definido como la fracción de la energía total destinada a la producción de piones ($\kappa = 1$ corresponde al caso en que se desprecia la inelasticidad). El valor de κ no se conoce bien a altas energías, sin embargo un valor aceptable podría ser 0.5 [30].

Las expresiones para el elongation rate y la energía no se ven afectadas por la inelas-

ticidad. Sin embargo, la profundidad atmosférica del máximo y el número total de muones sí cambian para valores de $\kappa < 1$. Si una fracción significativa de la energía es llevada por una única partícula hay menos energía disponible para la generación de las primeras lluvias electromagnéticas creadas por los piones neutros provenientes de la primera interacción. Esto hace que el X_{max} ocurra a valores mayores en la atmósfera, es decir, para $\kappa = 0,5$, el valor de X_{max}^p sube 17 gcm^{-2} [30].

2.4. Perfil longitudinal

Como ya se mencionó, el desarrollo longitudinal, que comienza con la primera interacción, continúa hasta que la energía que disponen las partículas de las nuevas generaciones se equipara con la que ceden a la atmósfera y su energía llega a un umbral por el cual el proceso de multiplicación se detiene. Entonces, el número de partículas cargadas comienza a disminuir por efectos de absorción. La profundidad atmosférica a la que se genera el máximo número de partículas X_{max} , depende tanto de la composición química del primario como de su energía. En general, el X_{max} aumenta $\sim 55 \text{ g/cm}^2$ por década de energía, y por tener mayor sección eficaz, una lluvia iniciada por un núcleo pesado alcanzará su X_{max} antes que una lluvia iniciada por un primario más liviano de igual energía [48]. El X_{max} para una lluvia iniciada por un núcleo de hierro es $\sim 100 \text{ g/cm}^2$ menor que el de una lluvia de protón, y por lo tanto el X_{max} es un parámetro de importancia a la hora de estudiar la composición química del primario. En la figura 2.4 se pueden ver los diferentes valores que toma X_{max} dependiendo si las lluvias son iniciadas por protones, hierros ó fotones.

A cada profundidad atmosférica, el número de partículas cargadas puede ser derivado de las soluciones de las ecuaciones de la cascada de la lluvia [49]. El perfil longitudinal de los $e^\pm$ de una lluvia usualmente es parametrizado por la función de Gaisser y Hillas [50]:

$$N_e(X) = N_{max} \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{\frac{X_{max} - X_0}{\lambda}} \exp \left(-\frac{X_{max} - X}{\lambda} \right), \quad (2.26)$$

donde N_e es el número total de electrones y positrones, X es la profundidad atmosférica dada por la ecuación 2.9, N_{max} es el máximo número de electrones y positrones en

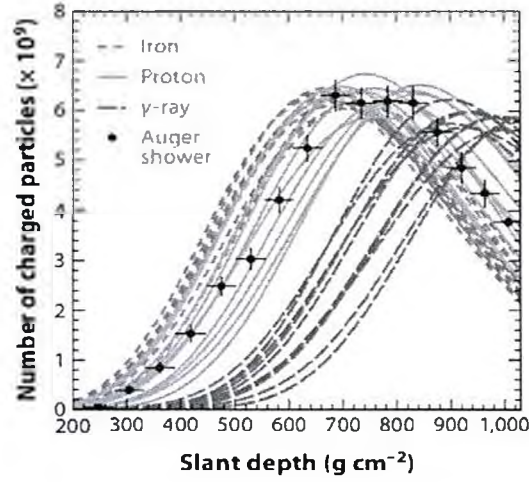


Figura 2.4: Perfiles longitudinales de lluvias simuladas con primarios de protón, hierro, y fotón, con energía de 10^{19} eV. Los puntos corresponden a datos de una lluvia de aproximadamente la misma energía, medida por el PAO. Figura extraída de [48].

X_{max} , X_0 es un parámetro de forma, y λ es una longitud de atenuación.

Alternativamente a la profundidad atmosférica, también se puede usar la evolución relativa de la lluvia (t) y la edad de la lluvia (s) para describir el perfil longitudinal, estos parámetros son definidos como:

$$t \equiv \frac{X - X_{max}}{\lambda_r} \quad \text{y} \quad s \equiv \frac{3X}{X + 2X_{max}} \quad (2.27)$$

donde $\lambda_r \simeq 37 \text{ g/cm}^2$ es la longitud de radiación del electrón en el aire.

La función de Gaisser-Hillas, también se usa para describir el perfil longitudinal de producción de muones (MPD¹). Principalmente los muones son producidos por decaimientos de piones cargados y kaones con $E \lesssim 100 \text{ GeV}$ [51]. La profundidad del máximo de la MPD, X_{max}^μ , también es sensible a la composición química del primario. En la figura 2.5 se observa que las lluvias iniciadas por núcleos de hierro tienen mayor número de muones y desarrollan el máximo número de muones a una profundidad atmosférica menor que las lluvias iniciadas por protón.

Dado que el máximo de la componente electromagnética es también sensible al punto de primera interacción, los dos perfiles (electromagnético y MPD) se correlacionan a

¹Muon Production Depth

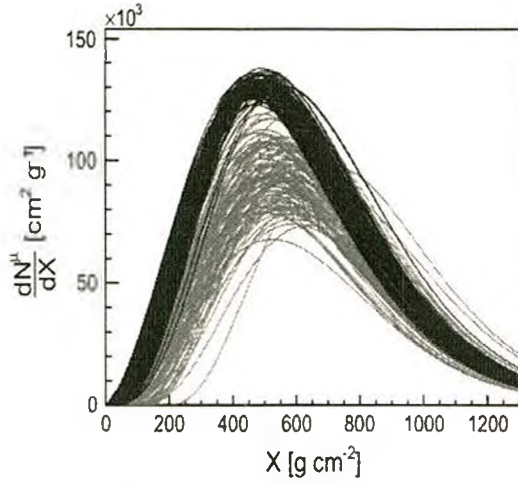


Figura 2.5: Perfil longitudinal de producción de muones para lluvias iniciadas por protón (rojo) y hierro (azul), con energía de 10^{19} eV y ángulo cenital de 40° . Figura extraída de [52].

través de la dependencia con X_0 . Esta dependencia se muestra en la figura 2.6. En esta figura, también puede verse que el máximo de la parte electromagnética de la lluvia se encuentra a ~ 200 g/cm 2 respecto al máximo de la MPD.

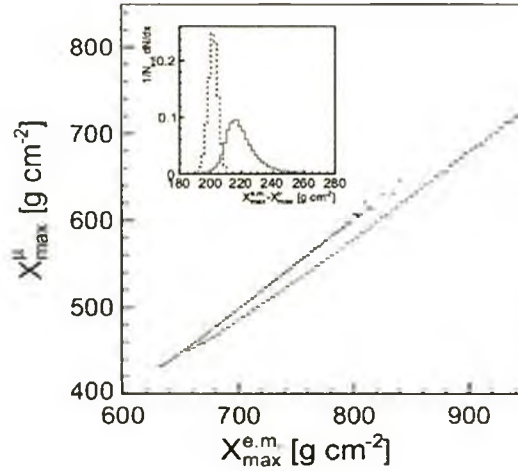


Figura 2.6: Relación entre X_{max} electromagnético y el X_{max}^μ de la producción de muones para lluvias de 10^{19} eV iniciadas por protón (rojo) y hierro (azul). La diferencia entre los dos valores de X_{max} se muestra en la figura insertada. Figura extraída de [52].

donde β es un parámetro libre que refleja la desviación de s_h con respecto al obtenido para las lluvias electromagnéticas puras.

Una de las primeras parametrizaciones de la función de distribución lateral de muones para lluvias verticales y muones de energía mayor a 1 GeV fue propuesta por K. Greisen [54],

$$\rho_\mu(r) = 18 \left(\frac{N_e}{10^6} \right)^{3/4} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-0,75} \left(1 + \frac{r}{r_0} \right)^{-2,5}, \quad (2.31)$$

donde N_e es el número total de electrones y positrones y $r_0 = 320$ m. Esta función describe muy bien la distribución lateral de muones para distancias relativamente cortas, pero para distancias largas deja de ser buena. Debido a esto se propusieron otras parametrizaciones que describen mejor a la función lateral de muones para todo rango de distancias.

En la figura 2.7 se muestra el perfil lateral promedio de las diferentes partículas que componen a las lluvias verticales iniciadas por protones con energía de 10^{19} eV. La distribución lateral de las partículas en la superficie es calculada para 870 g/cm^2 , la cuál corresponde a la profundidad atmosférica del PAO. Los cortes de energía usados en la simulación fueron 0.25 MeV para γ y $e^\pm$, y de 0.1 GeV para muones y hadrones [48].

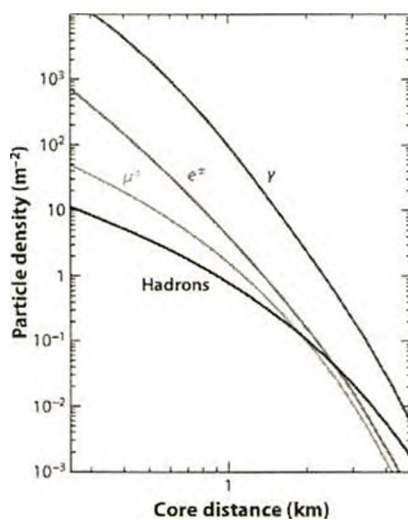


Figura 2.7: Perfil lateral promedio de lluvias verticales iniciadas por protón con energía de 10^{19} eV. Figura extraída de [48].

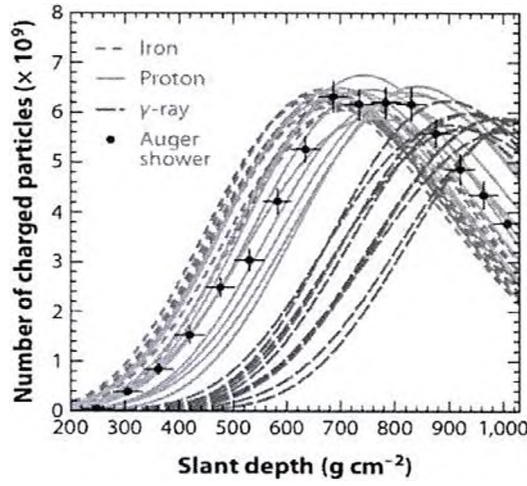


Figura 2.4: Perfiles longitudinales de lluvias simuladas con primarios de protón, hierro, y fotón, con energía de 10^{19} eV. Los puntos corresponden a datos de una lluvia de aproximadamente la misma energía, medida por el PAO. Figura extraída de [48].

X_{max} , X_0 es un parámetro de forma, y λ es una longitud de atenuación.

Alternativamente a la profundidad atmosférica, también se puede usar la evolución relativa de la lluvia (t) y la edad de la lluvia (s) para describir el perfil longitudinal, estos parámetros son definidos como:

$$t \equiv \frac{X - X_{max}}{\lambda_r} \quad \text{y} \quad s \equiv \frac{3X}{X + 2X_{max}} \quad (2.27)$$

donde $\lambda_r \simeq 37 \text{ g/cm}^2$ es la longitud de radiación del electrón en el aire.

La función de Gaisser-Hillas, también se usa para describir el perfil longitudinal de producción de muones (MPD¹). Principalmente los muones son producidos por decaimientos de piones cargados y kaones con $E \lesssim 100 \text{ GeV}$ [51]. La profundidad del máximo de la MPD, X_{max}^μ , también es sensible a la composición química del primario. En la figura 2.5 se observa que las lluvias iniciadas por núcleos de hierro tienen mayor número de muones y desarrollan el máximo número de muones a una profundidad atmosférica menor que las lluvias iniciadas por protón.

Dado que el máximo de la componente electromagnética es también sensible al punto de primera interacción, los dos perfiles (electromagnético y MPD) se correlacionan a

¹Muon Production Depth

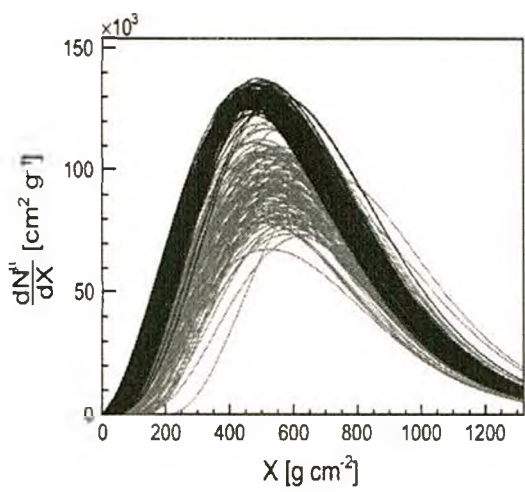


Figura 2.5: Perfil longitudinal de producción de muones para lluvias iniciadas por protón (rojo) y hierro (azúl), con energía de 10^{19} eV y ángulo cenital de 40° . Figura extraída de [52].

través de la dependencia con X_0 . Esta dependencia se muestra en la figura 2.6. En esta figura, también puede verse que el máximo de la parte electromagnética de la lluvia se encuentra a ~ 200 g/cm² respecto al máximo de la MPD.

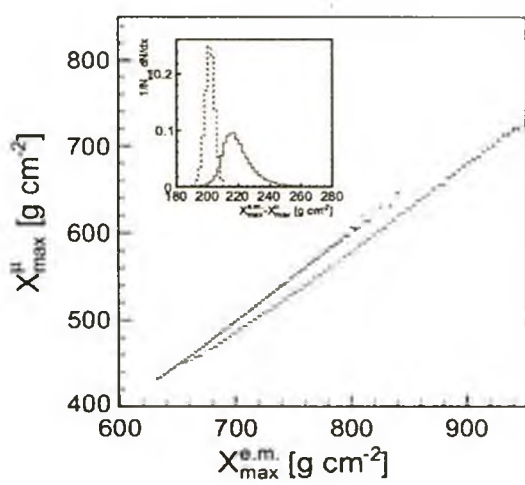


Figura 2.6: Relación entre X_{max} electromagnético y el X_{max}^μ de la producción de muones para lluvias de 10^{19} eV iniciadas por protón (rojo) y hierro (azúl). La diferencia entre los dos valores de X_{max} se muestra en la figura insertada. Figura extraída de [52].

2.5. Perfil lateral

Las partículas de la lluvia se propagan a través de la atmósfera formando un disco de poco espesor que se extiende por algunos kilómetros, este se propaga a través de la atmósfera a una velocidad cercana a la de la luz. La dispersión lateral de la lluvia se debe a los efectos combinados de múltiple dispersión Coulombiana y al momento transversal que adquieren las partículas al interactuar o decaer. Las partículas más energéticas están colimadas en la dirección del eje de la lluvia y forman el núcleo de la cascada.

El desarrollo lateral de la componente electromagnética está dominado por la interacción Coulombiana. La escala que caracteriza la dispersión lateral es el radio de Molière $r_M = E_s \lambda_r / \xi_c^e$, donde $E_s = m_e (4\pi/\alpha)^{1/2} \simeq 21$ MeV.

K. Nishimura y J. Kamata [53], y luego K. Greisen [54], obtuvieron una solución analítica aproximada de las ecuaciones de la cascada para lluvias electromagnéticas verticales. Esta solución viene dada por,

$$\rho(r) = \frac{N_e \Gamma(4,5 - s)}{2\pi r_M^2 \Gamma(s) \Gamma(4,5 - 2s)} \left(\frac{r}{r_M} \right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_M} \right)^{s-4,5}, \quad (2.28)$$

donde N_e es el número total de electrones y r es la distancia ortogonal al eje de la lluvia. Para un primario de energía E_0 , el parámetro “ s ” viene dado como,

$$s = 3 \left(1 + \frac{2 \ln(E_0/\xi_c^e)}{t} \right)^{-1}, \quad (2.29)$$

donde $t = \int_0^\infty dz \rho_{Aire}(z) / \lambda_r$.

La expresión NKG (obtenida por K. Nishimura, J. Kamata y K. Greisen) puede ser extendida para describir lluvias iniciadas por hadrones [55] pero utilizando una nueva expresión para el parámetro s . De ajustes realizados para funciones de distribución lateral de electrones y positrones obtenidas a partir de simulaciones detalladas de lluvias se puede ver que s toma la siguiente forma [55],

$$s_h = 3 \left(1 + \frac{2\beta}{t} \right)^{-1}, \quad (2.30)$$

donde β es un parámetro libre que refleja la desviación de s_h con respecto al obtenido para las lluvias electromagnéticas puras.

Una de las primeras parametrizaciones de la función de distribución lateral de muones para lluvias verticales y muones de energía mayor a 1 GeV fue propuesta por K. Greisen [54],

$$\rho_\mu(r) = 18 \left(\frac{N_e}{10^6} \right)^{3/4} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-0,75} \left(1 + \frac{r}{r_0} \right)^{-2,5} \quad (2.31)$$

donde N_e es el número total de electrones y positrones y $r_0 = 320$ m. Esta función describe muy bien la distribución lateral de muones para distancias relativamente cortas, pero para distancias largas deja de ser buena. Debido a esto se propusieron otras parametrizaciones que describen mejor a la función lateral de muones para todo rango de distancias.

En la figura 2.7 se muestra el perfil lateral promedio de las diferentes partículas que componen a las lluvias verticales iniciadas por protones con energía de 10^{19} eV. La distribución lateral de las partículas en la superficie es calculada para 870 g/cm^2 , la cuál corresponde a la profundidad atmosférica del PAO. Los cortes de energía usados en la simulación fueron 0,25 MeV para γ y $e^\pm$, y de 0,1 GeV para muones y hadrones [48].

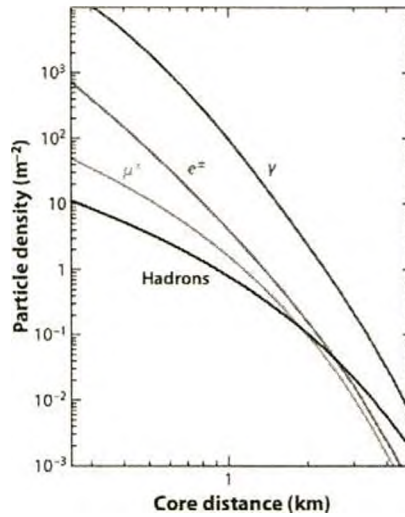


Figura 2.7: Perfil lateral promedio de lluvias verticales iniciadas por protón con energía de 10^{19} eV. Figura extraída de [48].

2.6. Simulaciones detalladas de lluvias de partículas

2.6.1. Programas de simulaciones

El desarrollo detallado de las lluvias atmosféricas es un proceso demasiado complejo para la utilización de técnicas analíticas. Es por esto que se utiliza la técnica de Monte Carlo, que permite simular, en forma detallada, todos los procesos físicos involucrados en el desarrollo de las lluvias. En la actualidad existen dos programas de simulaciones que son comúnmente utilizados para este fin, AIRES [56] y CORSIKA [57].

En general las interacciones implementadas en estos programas de simulación son las siguientes:

- **Procesos electromagnéticos**

- Producción de pares y aniquilación electrón-positrón.
- Bremsstrahlung de electrones y positrones.
- Emisión de rayos delta.
- Efecto fotoeléctrico y Compton.
- Efecto LPM y supresión dieléctrica.
- Bremsstrahlung de muones y creación de pares electrón-positrón a través de muones.

- **Procesos hadrónicos**

- Colisiones inelásticas hadrón-núcleo.
- Reacciones fotonucleares.
- Fragmentación nuclear elástica e inelástica.

- **Decaimiento de partículas inestables**

- **Propagación de partículas**

- Pérdida de energía por ionización
- Dispersión Coulombiana

2.6.2. Modelos hadrónicos y resultados del LHC

Es claro que tanto el modelo de Heitler como el de Matthews permiten conocer, de una manera simplificada la física de las EAS. No obstante, ambos modelos permiten entender cualitativamente la dependencia de los observables de las lluvias con las características de la producción de partículas hadrónicas. Por lo tanto, es necesario conocer cuales son los parámetros de producción de hadrones más importantes en el desarrollo de las lluvias. Los parámetros más relevantes son: la sección eficaz (ó el camino libre medio), la multiplicidad de partículas secundarias de alta energía, y la relación de producción entre partículas neutras y cargadas [58]. Antes del LHC, estos parámetros no estaban bien acotados por los datos de los aceleradores. Como consecuencia, dependiendo de las suposiciones de como se extrapolaban los datos existentes de los aceleradores, las predicciones de los modelos de las interacciones hadrónicas diferían considerablemente.

Existen varios modelos hadrónicos que son usados para simular EAS. En esta tesis, se utilizan cuatro modelos: Sybill 2.1 [59], QGSJET-II-03 [60], QGSJET-II-04 [61] y EPOS-LHC [62]. Los últimos dos modelos hadrónicos han sido actualizados para incluir datos del LHC a 7 TeV en el centro de masa. No hay mayores cambios respecto a sus antecesores, pero en adición algunas mejoras técnicas han sido implementadas, y algunos parámetros fueron cambiados para reproducir la sección eficaz provista por el experimento TOTEM [63]. Los dos modelos hadrónicos QGSJET y EPOS están basados en la dispersión múltiple de Gribov-Regge, la Cromodinámica Cuántica perturbativa, y la fragmentación de cuerdas. Las versiones anteriores de estos modelos reproducen bien los datos de los aceleradores a energías del Tevatron ($\sim 1,8$ TeV) e incluso los primeros datos del LHC [64], pero en la figura 2.9 se puede ver que predicen extrapolaciones diferentes para energías superiores de $E_{cm} \sim 1,8$ TeV ($E_{Lab} \sim 10^{15}$ eV), que conlleva a resultados muy distintos cuando la energía toma un valor elevado [65], esto ha sido mejorado en las últimas versiones de ambos modelos con el uso de los resultados del LHC.

Sección eficaz

La sección eficaz es muy importante para el desarrollo de las EAS y en particular para la profundidad atmosférica del máximo de la lluvia, como ha sido mencionado

en la sección 2.3.2. En consecuencia, el número de partículas electromagnéticas en la superficie es fuertemente correlacionado a este observable.

La sección eficaz total de la dispersión protón-protón es comúnmente usada para fijar los parámetros básicos en todos los modelos de interacciones hadrónicas. A bajas energías, donde existen datos de los aceleradores, todo es bien descrito por todos los modelos [66]. Las divergencias comienzan en la era pre-LHC cuando la energía en el centro de masa es superior a 2 TeV, debido a las diferentes suposiciones de los modelos. En la figura 2.8 se muestra el nuevo punto medido por el experimento TOTEM a 7 TeV, que permite reducir la diferencia entre modelos por un factor 5 (de 50 a 10 mb).

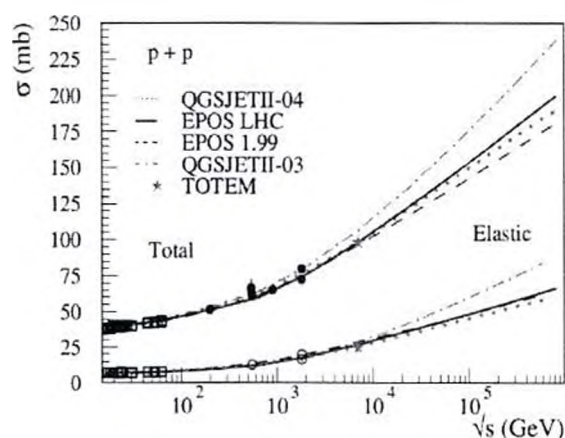


Figura 2.8: Sección eficaz total y elástica de la interacción p-p calculada con diferentes modelos hadrónicos. Los puntos son datos de aceleradores [67] y las estrellas son datos del experimento TOTEM del LHC. Figura extraída de [58].

Multiplicidad

Como se vio en la sección 2.3.2, la multiplicidad juega un papel similar al de la sección eficaz, pero con una dependencia mucho más débil. Por otro lado, las predicciones hechas por los modelos para la multiplicidad son mayores que las realizadas para la sección eficaz. En la figura 2.9 (izquierda) se puede ver como la densidad de partículas es bien reproducida por todos los modelos hasta una energía de ~ 2 TeV, que es donde los datos del Tevatron [68] limitaban los resultados. Pero en la interacción $\pi - \text{aire}$ a energías más elevadas, la diferencia entre modelos llegaba hasta un factor 10, como se ve en la figura 2.9 (derecha). Con los datos de CMS y ALICE [69, 70] a energías

de 7 TeV, las diferencias son menor a un factor 2, incluso a energías elevadas para la interacción $\pi - \text{aire}$, tal como se muestra en la figura 2.10.

Tanto la sección eficaz como la multiplicidad, en los modelos hadrónicos restringidos por los datos del LHC hasta energías de 7 TeV, producen al ser extrapolados a las energías más elevadas poca diferencias entre ellos. Esto tiene fuerte impacto sobre la incerteza de X_{max} de las EAS simuladas.

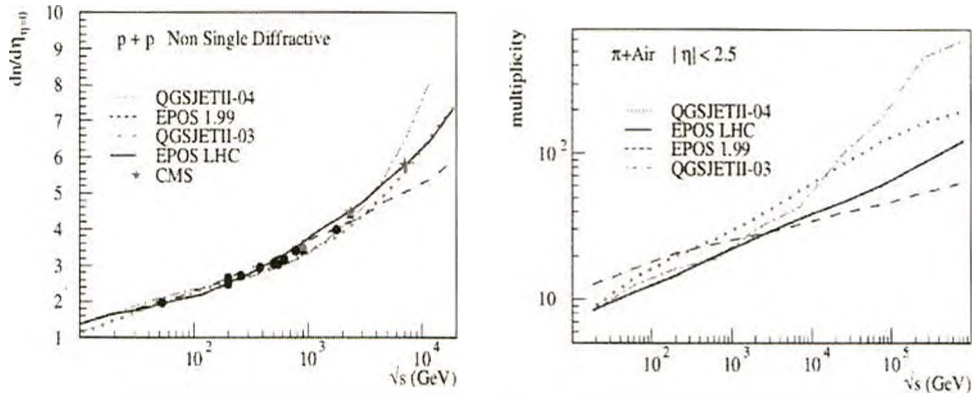


Figura 2.9: Densidad de partículas en $\eta = 0$ para eventos no difractivos (izquierda) y multiplicidad con $|\eta| < 2,5$ para colisiones tipo $\pi - \text{aire}$ (derecha) en función de la energía del centro de masa ($\sqrt{s}$). Figura extraída de [58].

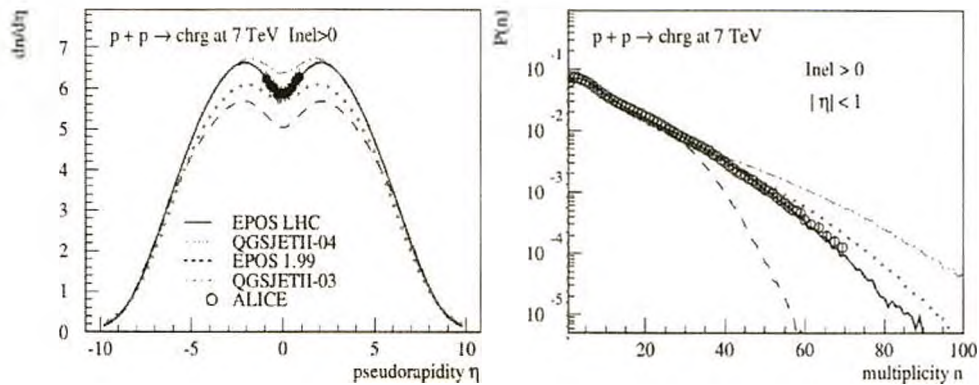


Figura 2.10: Distribución de la densidad de partículas en función de η para eventos con al menos una partícula cargada con $|\eta| < 1$ (izquierda) y su correspondiente multiplicidad (derecha) para interacciones p-p a 7 TeV. Figura extraída de [58].

Producción de bariones

Otro observable importante de las EAS es el número de muones en la superficie. En [71] ha sido mostrado que el número de bariones y antibariones producidos en las interacciones hadrónicas es sensible al número de muones en las EAS, por lo tanto es importante comprobar si la producción de estas partículas en los modelos hadrónicos reproduce los datos del LHC.

Los experimentos ALICE [72] y CMS [73] publicaron resultados detallados sobre el espectro de la producción de bariones y han sido utilizados para restringir los modelos hadrónicos. Estos resultados ayudaron a reducir las diferencias entre modelos, ya que resuelve ambigüedades en el espacio de fase usado para producir algún anti-protón sobre el cociente de piones con los datos del Tevatron a energías de 1,8 TeV. Los datos del LHC están mejor definidos y pueden restringir la producción de pares de bariones en un rango donde la rapidez es media [58]. La figura 2.11 muestra el número de muones promedio en la superficie dividido por la energía del primario en función de la energía del primario. Se puede ver que QGSJET-II-04 predice aproximadamente el mismo número de muones que EPOS 1.99, la diferencia con QGSJET-II-03 es del 20 %. Esto es debido al cambio de extrañeza y principalmente a la producción de resonancias en los bariones. En esta figura también se ven las predicciones preliminares de EPOS-LHC representadas por el área sombreada que refleja incertezas del 5 % al 15 % respecto a EPOS 1.99 y QGSJET-II-04 [58]. A pesar de esto, los dos modelos actualizados con datos del LHC presentan para el número de muones valores similares con incertezas del $\sim 10\%$.

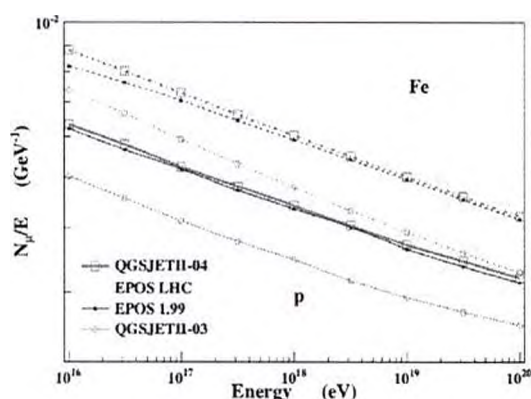


Figura 2.11: Número de muones promedio en la superficie dividido por la energía del primario en función de la energía para diferentes modelos hadrónicos. Figura extraída de [58].

2.7. Observables sensibles a la composición química

Existen varios observables de las lluvias atmosféricas que son sensibles a la composición química del rayo cósmico primario. Dichos parámetros pueden ser divididos en dos clases: aquellos derivados del desarrollo longitudinal y los derivados del desarrollo lateral de las lluvias. A partir de estos observables, se intenta experimentalmente determinar la masa de los rayos cósmicos a través la comparación con simulaciones de lluvias atmosféricas. La principal fuente de incerteza en estos análisis se debe a que no se conocen en detalle las interacciones hadrónicas a energías $> 10^{15}$ eV, por esta razón el conocimiento acerca de la masa de los rayos cósmicos de altas energías resulta una tarea sumamente complicada [74].

2.7.1. Profundidad atmosférica del máximo (X_{max})

La profundidad atmosférica para la cuál se alcanza el máximo desarrollo de las lluvias es uno de los parámetros más sensibles a la composición química del rayo cósmico primario. Como fue mencionado, debido al principio de superposición se puede pensar a las lluvias correspondientes a núcleos de energía E_0 y número atómico A , como A lluvias de energía E_0/A . Por lo tanto, las lluvias pertenecientes a núcleos pesados se desarrollan a mayor altitud en la atmósfera y más rápidamente que para aquellas de núcleos livianos (ver ecuación (2.24)).

El elongation rate, definido como la derivada de X_{max} con respecto al logaritmo de la energía del primario, también es de gran importancia en los estudios de composición ya que permite detectar cambios en la composición química en función de la energía.

2.7.2. Fluctuaciones de X_{max}

Las fluctuaciones en la posición del X_{max} de las lluvias es otro parámetro proveniente del perfil longitudinal que resulta sensible a la masa del primario e independiente del modelo hadrónico. Nuevamente por el principio de superposición, el camino libre medio en la atmósfera para núcleos pesados es menor que para núcleos livianos. Por lo tanto, si la función de distribución de la primera interacción viene dada por $P(E, X) = \lambda_I^{-1} \exp(-X/\lambda_I(E))$, siendo X la profundidad atmosférica, se puede ver

que las fluctuaciones de la primera interacción son menores para los núcleos pesados respecto a núcleos livianos, esto mismo se traslada a la distribución de X_{max} .

2.7.3. Contenido muónico de las lluvias

Las lluvias iniciadas por núcleos pesados tienen contenido muónico mayor que las de los núcleos livianos. Esto se ve de la ecuación (2.25), $N_{\mu}^A = A^{1-\beta} N_{\mu}^p$, y es consecuencia del principio de superposición y de la dependencia no lineal del número de muones con la energía del primario como fuera mencionado.

2.7.4. Estructura temporal del frente de las lluvias

Las partículas de las lluvias no llegan simultáneamente a la superficie de la tierra, esto es así inclusive a distancias muy cercanas al eje de la lluvia. Esto se debe a efectos geométricos, diferencias de velocidades, interacción con el campo magnético terrestre y a las múltiples interacciones que sufren las partículas al propagarse en la atmósfera. Los muones son los primeros en llegar a la superficie de la tierra ya que los mismos básicamente pierden energía por ionización y su trayectoria se ve poco afectada por el campo magnético y la dispersión de Coulomb. Las partículas electromagnéticas, sin embargo, llegan más retrasadas, esto se debe a las múltiples interacciones Coulombianas que sufren al propagarse. Como las lluvias de núcleos pesados se desarrollan más alto en la atmósfera que las correspondientes a núcleos livianos, el ancho temporal del frente de las lluvias iniciadas por núcleos pesados es más angosto que el de los primarios livianos. Otro parámetro relacionado con la estructura temporal del frente de las lluvias es el radio de curvatura. Es una buena aproximación suponer que el frente de las lluvias presenta la forma de un casquete esférico, con lo cuál, y debido a que las lluvias iniciadas por núcleos pesados se desarrollan más alto en la atmósfera, se deduce que el radio de curvatura debe ser mayor para lluvias iniciadas por núcleos pesados.

2.7.5. Pendiente de la función de distribución lateral

Nuevamente, y debido a que las lluvias iniciadas por núcleos pesados se desarrollan más alto en la atmósfera, su función de distribución lateral tiene que decrecer más lentamente con la distancia al eje de la lluvia. Esto se debe a que la diferencia entre el camino

recorrido por partículas que llegan a la superficie de la tierra en posiciones cercanas y alejadas al eje de la lluvia es menor en lluvias producidas por núcleos pesados. Por lo tanto, las partículas que están más alejadas del eje de la lluvia sufren mayor pérdida relativa de energía en la atmósfera que las lluvias producidas por núcleos livianos, esto produce que la función de distribución lateral tenga mayor pendiente.

Capítulo 3

El Observatorio Pierre Auger

3.1. Introducción

El Observatorio Pierre Auger fue construido para medir el flujo, dirección de arribo y composición química de los rayos cósmicos con energía mayor a $\sim 3 \times 10^{17}$ eV a partir de la detección de las EAS. Como el flujo de rayos cósmicos decae fuertemente con la energía, son necesarios instrumentos de un gran tamaño para observar un número suficiente de los eventos más energéticos. Por este motivo el Observatorio Pierre Auger ubicado en los departamentos de San Rafael y Malargüe en la provincia de Mendoza, cubre en total un área de 3000 km^2 , siendo uno de los detectores mas grandes del mundo.

Una de sus principales y más importantes características es ser un detector híbrido, ya que utiliza dos técnicas de observación independientes y complementarias. Por un lado está el detector de fluorescencia (FD¹) que observa el desarrollo longitudinal de la lluvia de partículas en la atmósfera, y por el otro, el detector de superficie (SD²) que mide el desarrollo transversal de la lluvia en la superficie. En noches claras y con baja contaminación por el brillo lunar, las lluvias detectadas simultaneamente por las dos técnicas son llamadas “eventos híbridos”, los cuales tienen menor incerteza en la energía y geometría reconstruida que los eventos detectados por una sola técnica. En la figura 3.1 se muestra el esquema actual del observatorio.

En este capítulo se describen las características de los detectores que son necesi-

¹Fluorescence Detector

²Surface Detector

rias para comprender el presente trabajo. Descripciones más detalladas del SD y FD se pueden encontrar en las referencias [75] y [76] respectivamente.

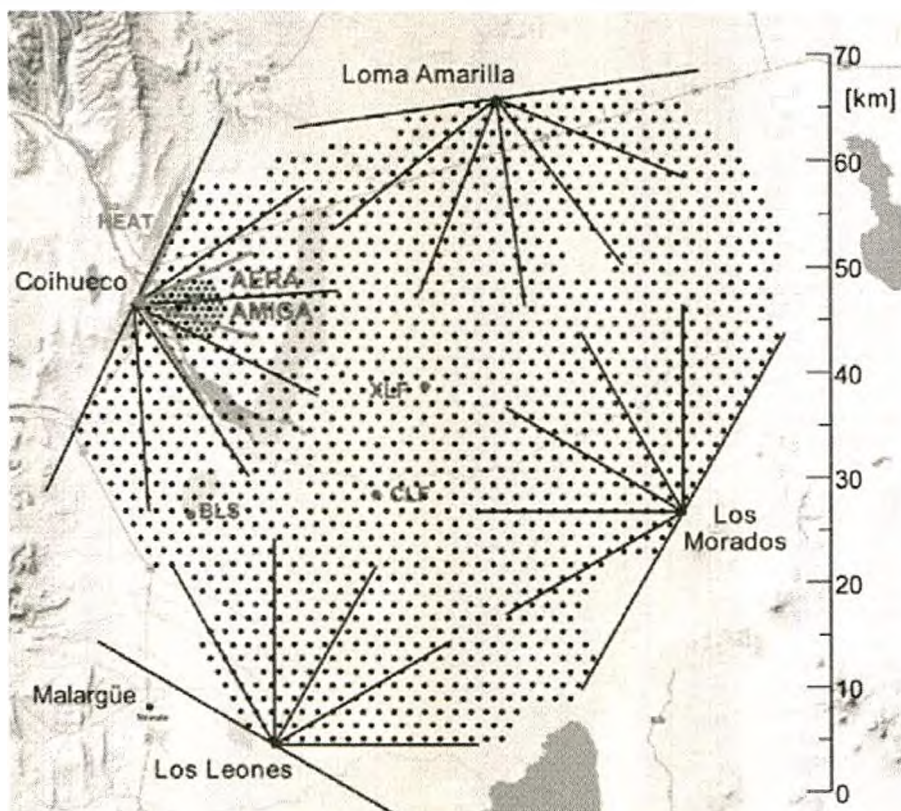


Figura 3.1: Mapa del Observatorio Pierre Auger. Cada punto representa una estación del detector de superficie. El campo de visión horizontal de cada telescopio de fluorescencia está delimitado por las líneas azules que se indican en la figura.

3.2. Detector de Superficie

El detector de superficie está formado por 1660 estaciones de radiación Cherenkov en agua que se encuentran sobre una red triangular con distancia de separación de 1500 m para el arreglo principal (1600 estaciones) y 750 m para el arreglo denso denominado “infill” (60 estaciones), cubriendo en total un área de 3000 km². Las estaciones están sincronizadas entre si con un sistema GPS. Como referencia el observatorio tiene una extensión 30 veces mayor que la de su predecesor, el arreglo AGASA [16] y más de 4 veces la de Telescope Array [22], que actualmente es el segundo observatorio de

rayos cósmicos de mayor tamaño en el mundo. El PAO fue diseñado en 1995 y construido progresivamente desde 2000 a 2009. La toma de datos se realizó en paralelo a su construcción desde enero 2004.

Las estaciones del SD son sensibles a las partículas secundarias producidas por el rayo cósmico primario. El principio de detección de este detector se basa en el efecto Cherenkov por el cuál partículas cargadas emiten luz cuando su velocidad es superior a la de la luz en el medio en el que estas se propagan. Cada estación consiste de un tanque cilíndrico de polietileno con 3,6 m de diametro y 1,55 m de alto, y contiene 12000 litros de agua ultra pura [77]. Los detectores Cherenkov son principalmente sensibles al paso de muones y electrones, los fotones se detectan a través de la dispersión Compton o procesos de producción de pares cuando interactúan con el agua del detector. El detector mide la señal total generada por las partículas incidentes, y no tiene la capacidad para discriminar por el tipo de partícula. El SD observa con una eficiencia cercana al 100 % los rayos cósmicos con energías desde 3×10^{18} eV [75] que arriban con un ángulo cenital inferior a 60° para el arreglo principal, y 3×10^{17} eV con ángulo cenital inferior a 55° para el infill. En la figura 3.2 se muestra una foto de una estación del SD, donde se indican las distintas partes que lo conforman.

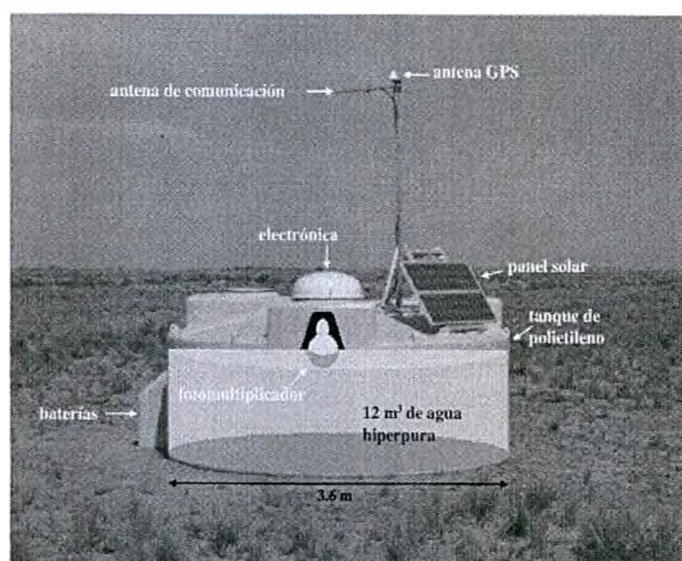


Figura 3.2: Estación del detector de superficie, donde se indican las partes más relevantes del mismo.

El agua del tanque está contenida en una bolsa especialmente diseñada que contiene

en su superficie interior una membrana de Tyvek®, un material altamente reflectante que difunde los fotones Cherenkov con alta eficiencia. En la parte superior del tanque hay tres PMTs¹ Photonis XP1805PA/1 de 9 pulgadas de diámetro que colectan estos fotones. Tanto la señal del ánodo como la del último dínodo se extraen de cada PMT para aumentar el rango dinámico de las señales que pueden ser medidas. La señal del dínodo se amplifica para ser nominalmente 32 veces mayor que la del ánodo. Las señales de menor intensidad se toman del último dínodo y las de mayor, del ánodo. Las señales del ánodo y dínodo, que admiten ambos un voltaje entre 0 y 2 V, son digitalizadas cada 25 ns por un flash ADC de 10 bits. El uso de la señal amplificada del último dínodo permite extender el rango dinámico a 15 bits, necesario para cubrir tanto la región cercana al eje de la lluvia, donde las partículas son abundantes, como las regiones más lejanas. Cada traza contiene 768 bins equivalentes a $19,2 \mu\text{s}$, de los cuáles 256 bins son anteriores al inicio de la señal y 512 posteriores [78].

3.2.1. Calibración del SD

Tanto la carga integrada en los PMTs como el tiempo de arribo del frente de partículas son utilizados en la reconstrucción. La carga se computa para cada PMT integrando las cuentas ADC de sus trazas previa substracción del pedestal. La carga se calibra con respecto a la carga que deposita un muón vertical que atraviesa el centro del tanque (VEM^2). Debido a que esta carga cambia evento a evento por: 1) las fluctuaciones en el número de fotones Cherenkov emitidos, 2) por el número finito de fotoelectrones en el PMT y 3) por las fluctuaciones en el proceso de fotomultiplicación [77], en la práctica se construye un histograma de carga y se toma el número de cuentas ADC de su pico como el valor de carga para el muón vertical (Q_{VEM}). Las cuentas ADC en cada evento se dividen por el número de cuentas medidas para el muón vertical para obtener un valor de carga en unidades de VEM. Como referencia cada PMT del SD colecta ~ 94 fotones por cada muón vertical. Para el trigger del detector también es necesario medir el pico del histograma de amplitud de los muones verticales (I_{VEM}).

En la figura 3.3 se muestran los histogramas de carga y amplitud de una estación de referencia para la suma de los tres PMTs.

¹Photomultiplier tubes

²Vertical Equivalent Muon

Cada estación realiza autónomamente su calibración usando los abundantes muones de fondo, los cuáles tienen una tasa de ~ 2500 Hz en el detector. Si bien estos muones pasan por diferentes posiciones y direcciones, hay una correspondencia entre sus picos de carga y amplitud y los del muón vertical. Esta relación ha sido establecida experimentalmente en estaciones de referencia [79]. La carga de una estación (S) es tomada como el promedio de la carga calibrada de sus PMTs activos. La varianza en la señal $\text{Var}(S)$ ha sido evaluada en base a dobletes y tripletes de estaciones ubicadas a 11 m entre sí. Como a esta distancia la variación de la distribución lateral de partículas es pequeña, excepto cerca del eje de la lluvia, puede considerarse que las estaciones muestrean la misma señal. Estimaciones de la incerteza en la señal han sido publicados en [80, 81].

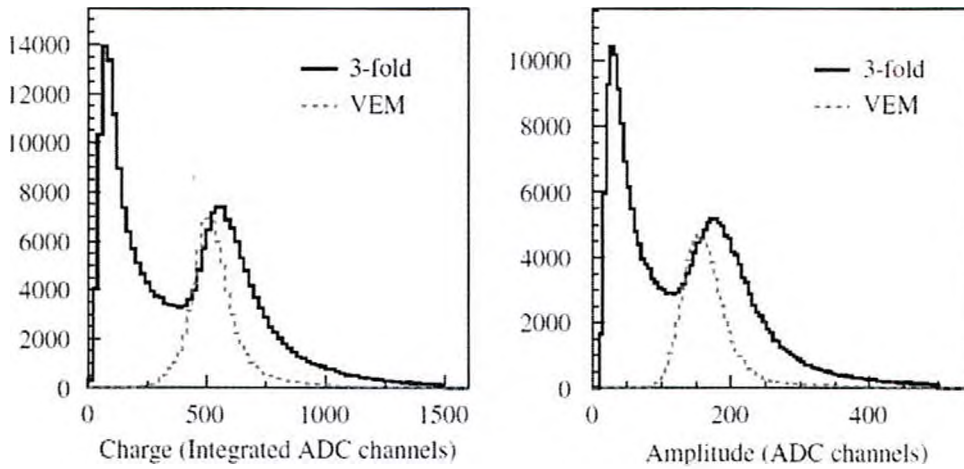


Figura 3.3: Histogramas de carga (izquierda) y amplitud (derecha) de una estación SD, disparada por una coincidencia triple (3-fold) entre los 3 PMTs en un nivel de disparo por arriba de la línea de base, con la señal de todos los 3 PMTs sumada. El histograma de línea punteada es producido por un telescopio externo de muones que provee el disparo para seleccionar únicamente muones verticales que pasen por el centro de la estación [79].

La carga medida por el detector es proporcional al número de fotones Cherenkov generados hasta una carga de ~ 1000 VEM. Este límite está dado por el rango dinámico finito del flash ADC y la pérdida de linealidad en el PMT [82]. Como referencia las estaciones a una distancia menor a 200 m del punto de impacto de la lluvia se saturan para rayos cósmicos con energía mayor a 1 EeV. Para mitigar este problema se usa una técnica de recuperación de la saturación que permite extender el rango de medición hasta $\sim 10^6$ VEM basada en la disminución de la línea de base del PMT después de

cada señal debido a efectos capacitivos y resistivos de sus circuitos (undershoot). En la referencia [83] se encuentra experimentalmente una relación lineal entre la disminución de la línea de base y la carga en el ánodo. La recuperación de la saturación introduce incertezas sistemáticas y estadísticas adicionales en la medición de la carga. Una de las fuentes de incerteza sistemática viene dada por asumir los mismos valores de los parámetros usados en la recuperación para todos los PMTs [84]. La incerteza estadística, por otro lado, fue estimada en 10 % para señales que se recuperan con la línea de base del dínodo y en 16 % para aquéllas que se recuperan con la del ánodo, valores muy superiores a los que resultan si no hubiera saturación [85].

3.2.2. Niveles de disparo del SD

El sistema de disparo ó trigger del SD tiene una estructura jerárquica de cinco niveles con el fin de seleccionar las señales de interés producidas por las lluvias que producen los rayos cósmicos. Los más elementales, T1 y T2, se realizan localmente en cada estación analizando la intensidad y forma de las señales registradas. El tercer nivel de trigger, T3, se aplica al nivel del CDAS¹ en el centro de operaciones del observatorio en Malargüe y tiene en cuenta la correlación espacio-temporal entre las distintas estaciones disparadas. Una vez alcanzado el nivel de trigger T3 todas las señales, junto con los datos de calibración de las estaciones son archivadas para su posterior análisis. A este conjunto de datos se los identifica como un evento y se les asigna un número único que los identifica [86].

Finalmente, los niveles T4 y T5 son realizados durante el análisis de los eventos que fueron almacenados en el CDAS. El nivel T4, llamado trigger físico, verifica si un evento reúne los requisitos por los cuales el evento fue originado por un rayo cósmico. Finalmente, el nivel T5, llamado trigger de calidad, distingue del conjunto de eventos físicos (T4) aquellos que reúnen requisitos adicionales que garantizan la calidad de la reconstrucción de los mismos. El T5 requiere que la estación con máxima señal debe tener sus 6 primeros vecinos funcionando al momento de ocurrir el evento.

Gracias a esta cadena de triggers, se logra un factor de rechazo total de $\sim 10^8$, pasando de una tasa de eventos de 3 kHz (partículas atmosféricas) en cada estación a 3 eventos reales diarios por detector [86].

¹Central Data Acquisition System

En la referencia [87] se puede encontrar una descripción mas detallada de cada uno de los triggers.

3.2.3. Reconstrucción con el SD

La reconstrucción de eventos con ángulos cenitales menores a 60° detectados por el SD se realiza en dos pasos: 1) Se realiza la reconstrucción del eje de la lluvia a partir del tiempo de arribo del frente de la lluvia registrado por las estaciones SD. 2) Se reconstruye el punto de impacto de la lluvia y la energía. La estimación de la energía de la lluvia es realizada con el parámetro $S(R_{opt})$, es decir, la señal a una distancia R_{opt} del punto de impacto de 1000 m (arreglo principal) ó 450 m (infill) del punto de impacto. La conversión entre $S(R_{opt})$ y la energía del primario puede ser hecha a través de la parametrización de la función de distribución lateral de lluvias simuladas, ó usando la calibración de energía derivada en forma experimental a partir de los eventos híbridos.

Reconstrucción geométrica

Las lluvias generadas por un rayo cósmico pueden ser consideradas como un frente de partículas viajando a la velocidad de la luz, c , a lo largo de una linea recta que define la dirección de arribo de la partícula primaria. En un primer paso, la dirección del eje de la lluvia es determinada suponiendo que las partículas viajan en un frente plano, el cuál es perpendicular a la dirección de propagación del eje de la lluvia $\vec{a}$. Usando esta aproximación, el tiempo de arribo esperado del frente de la lluvia a un detector en particular, $t(\vec{x}_i)$, localizado en una posición $\vec{x}_i$, satisface la siguiente relación:

$$c(t_0 - t(\vec{x}_i)) = (\vec{x}_i - \vec{b}) \cdot \vec{a}, \quad (3.1)$$

donde $\vec{b}$ es un primer estimador de la posición del punto de impacto, $\vec{x}_0$, que se establece como el baricentro de las estaciones involucradas, y t_0 es el tiempo de arribo estimado de la posición del punto de impacto.

El tiempo de arribo del frente de la lluvia es obtenido minimizando:

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{t_i - t(\vec{x}_i)}{\sigma_{t_i}} \right)^2, \quad (3.2)$$

donde σ_{t_i} es la incerteza en la determinación del tiempo de disparo de la i -ésima estación. La expresión 3.1 tiene tres parámetros libres: dos componentes de $\vec{a}$ (la tercera componente es dada por las restricciones de normalización) y t_0 . Una solución lineal aproximada puede ser obtenida si la componente z de la estación es despreciada [88].

Un aproximación más realista considera un frente esférico de partículas con radio de curvatura R_C . En este caso, el tiempo de arribo esperado $t(\vec{x}_i)$, es dado por:

$$c(t_0 - t(\vec{x}_i)) = (\vec{x}_i - \vec{x}_0) \cdot \vec{a} + \frac{\rho_i^2}{2R_C}, \quad (3.3)$$

donde $\rho_i = |\vec{a} \times (\vec{x}_i - \vec{b})|$ es la distancia perpendicular al eje de la lluvia correspondiente a la estación i -ésima. Como una primera aproximación, la curvatura del frente de la lluvia es descrita con una esfera expandida centrada en la posición donde la lluvia tuvo su primera interacción, sin ninguna suposición sobre el punto de impacto en la superficie. Siendo necesaria la posición del punto de impacto, esta se la puede inferir del ajuste de la LDF [88].

Reconstrucción de la Energía

En [89], Hillas mostró que la reconstrucción de la energía en un arreglo de detectores de superficie puede ser estimada a partir de una sola medida de la densidad de partículas a una distancia específica del punto de impacto, donde los efectos debido a las fluctuaciones lluvia-a-lluvia son minimizados. Esta distancia óptima depende del espaciamiento entre detectores, en el caso particular del PAO, es hallada en aproximadamente 1000 m para el arreglo principal de 1500 m [90]. Este efecto es mostrado en la figura 3.4, donde un mismo evento fue reconstruido 50 veces usando la LDF de tipo NKG de la ecuación 3.4, con diferentes valores para la pendiente β . Como se puede ver, todas las curvas se interceptan en aproximadamente 1000 m del punto de impacto.

La LDF usada por el PAO para la reconstrucción de eventos SD con el arreglo principal es definida como:

$$S(r) = S(1000) \left(\frac{r}{1000} \right)^\beta \left(\frac{r + 700}{1000 + 700} \right)^\beta, \quad (3.4)$$

donde r es medido en metros. $S(1000)$ es la señal, medida en VEMs, a 1000 m del punto

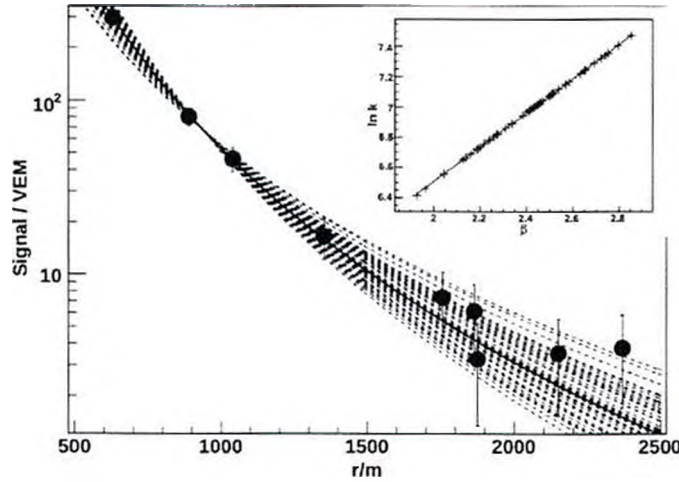


Figura 3.4: Reconstrucción de un evento realizada 50 veces, usando valores diferentes de la pendiente β de la LDF tipo NKG, para hallar la distancia óptima, r_{opt} . La figura del recuadro muestra la relación entre el parámetro β y el parámetro de normalización del ajuste, que permite calcular analíticamente el parámetro r_{opt} . Figura extraída de [90].

de impacto, y β es la pendiente de la LDF (que depende del ángulo cenital θ) y es dada por:

$$\beta = (a_0 + a_1 \log S_{1000}) + (b_0 + b_1 \log S_{1000}) \sec \theta + (c_0 + c_1 \log S_{1000}) \sec^2 \theta \quad (3.5)$$

donde los parámetros son $a_0 = -3,35$, $a_1 = -0,125$, $b_0 = 1,33$, $b_1 = -0,0324$, $c_0 = -0,191$ y $c_1 = -0,00573$ [91]. Los parámetros que realizan el mejor ajuste de la señal medida S_i en la i -ésima estación, con respecto a una señal esperada $S(\rho_i)$ son obtenidos minimizando la función:

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{S_i - S(\rho_i)}{\sigma_{S_i}} \right)^2 + \sum_{i, \text{ señal cero}} S(\rho_i), \quad (3.6)$$

donde $\sigma_{S_i} = (0,32 + 0,42 \sec \theta) \sqrt{S_i}$, es la incerteza en la señal de la estación con señal S_i . El primer termino de la ecuación 3.6 es una suma sobre todas las estaciones con señal, mientras que el segundo termino tiene en cuenta las estaciones sin señal pero con una probabilidad no nula de medir una señal mas baja que el umbral (denominadas como estaciones silenciosas). Del proceso de minimización, el parámetro $S(1000)$ y la posición del punto de impacto de la lluvia son obtenidos. Finalmente, la energía de la

lluvia es estimada a partir de la conversión de $S(1000)$ a energía.

Una de las principales ventajas de usar una técnica híbrida es la posibilidad de asignar una medida de energía calorimétrica hecha por el FD a los eventos detectados con el SD. Para convertir el parámetro $S(1000)$ en energía, se debe conocer su dependencia con el ángulo cenital. Esta conversión es realizada aplicando el método de corte a intensidad constante (CIC^1) [92], el cuál establece que la energía y la densidad de partículas observada a una cierta distancia del punto de impacto de la lluvia, cambia con el ángulo cenital. Esto ocurre porque distintas lluvias, pero con igual energía, atraviesan diferente cantidad de atmósfera debido al ángulo de incidencia. Asumiendo que la dirección de arribo de los rayos cósmicos tiene una distribución uniforme, la intensidad de la señal medida se atenúa más cuando el ángulo cenital aumenta. Para corregir la diferencia en la señal por la atenuación atmosférica, la señal es renormalizada a aquella señal que se hubiera producido si el valor del ángulo cenital fuese el correspondiente al pico de su distribución (38° y 35° para el arreglo principal e infill respectivamente). Este parámetro es denotado como S_{38° para el arreglo principal y es definido como:

$$S_{38^\circ} = \frac{S(1000)}{CIC(\theta)}, \quad (3.7)$$

donde $CIC(\theta)$ es la curva de atenuación y es parametrizada como:

$$CIC(\theta) = 1 + a(\cos^2 \theta - \cos^2 38^\circ) + b(\cos^2 \theta - \cos^2 38^\circ)^2, \quad (3.8)$$

donde a y b son los parámetros de ajuste. En la figura 3.5 se muestra las correlaciones entre los estimadores de energía S_{38° , S_{35° y N_{19} , y la energía determinada por el FD. S_{35° es el estimador de energía para el infill y N_{19} es el estimador de energía para los eventos horizontales (aquellos con $\theta > 60^\circ$) [88].

La relación entre el estimador de energía $\hat{E}$ del SD (S_{38° , S_{35° ó N_{19}), y la energía calorimétrica E_{FD} es establecida con el uso de una muestra de eventos híbridos de alta calidad, y es dada por:

$$E_{FD} = A\hat{E}^B, \quad (3.9)$$

¹Constant Intensity Cut

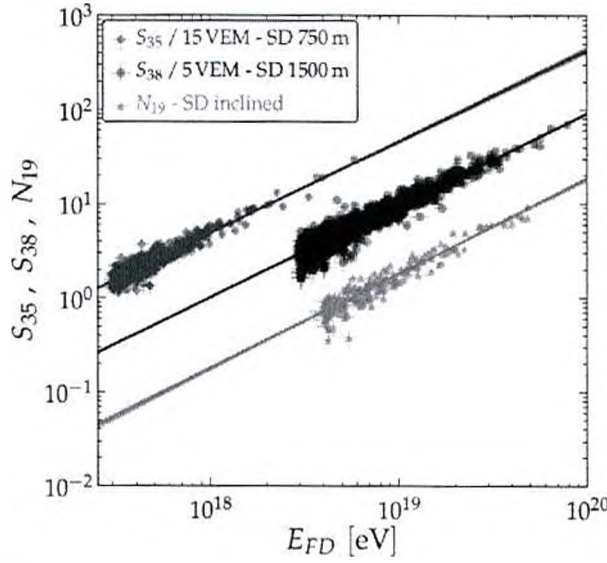


Figura 3.5: Correlación entre los diferentes estimadores de energía S_{38° , S_{35° y N_{19} , y la energía determinada por el FD. Los parámetros de ajuste para S_{38° son $A = 0.190 \pm 0.005$ EeV y $B = 1.025 \pm 0.007$. Para S_{35° son $A = (1.21 \pm 0.07) \times 10^{-2}$ EeV y $B = 1.03 \pm 0.02$. Y para N_{19} son $A = 5.61 \pm 0.1$ EeV y $B = 0.985 \pm 0.02$. Figura extraída de [93].

donde $A = (0.190 \pm 0.005)$ EeV y $B = 1.025 \pm 0.007$ son los parámetros de ajuste [93]. Usando esta relación, la energía de un evento registrado únicamente por el SD es calculada con el valor del parámetro $S(1000)$ sin grandes incertezas provenientes de la dependencia de los modelos hadrónicos.

3.3. Detector de Fluorescencia

El detector de fluorescencia del PAO está constituido por 27 telescopios localizados en cinco edificios: Los Leones, Los Morados, Loma Amarilla, Coihueco, y HEAT¹, ubicados en puntos perimetrales del detector de superficie. La ubicación de cada edificio se indican en el mapa de la figura 3.1. Los telescopios miden la luz ultravioleta emitida por las moléculas de nitrógeno cuando son excitadas por las partículas cargadas de la lluvia de partículas. Los telescopios del FD están limitados a operar durante la noche, en condiciones atmosféricas favorables y con reducida iluminación de la luna. Debido a estas limitaciones el FD adquirió datos solo el 13 % del tiempo de operación del SD [85].

¹High Elevation Auger Telescopes

Los telescopios observan básicamente la luz emitida en la zona que es cercana al eje de la lluvia. Cada uno de los edificios de fluorescencia poseen seis telescopios, excepto HEAT. Como se puede ver en la figura 3.6 (izquierda), cada telescopio tiene un campo de vista de 30° horizontal y 30° de elevación, cubriendo cada sitio 180° en acimut. Por otro lado HEAT posee tres telescopios con mayor elevación, entre 30° y 60° , cubriendo 90° en acimut.

El esquema de la figura 3.6 (derecha) detalla los componentes de uno de los telescopios. Debido a su gran área, el espejo de los telescopios está dividido en segmentos que en total abarcan una superficie de $\sim 13 \text{ m}^2$. Cada telescopio tiene una cámara compuesta por 440 fotomultiplicadores hexagonales, que cubren 1.5° en el cielo de lado a lado cada uno. La señal de cada fotomultiplicador es digitalizada cada 100 ns en un rango dinámico de 15 bits, necesario para cubrir señales comprendidas entre 4 y 10^5 fotoelectrones [76].

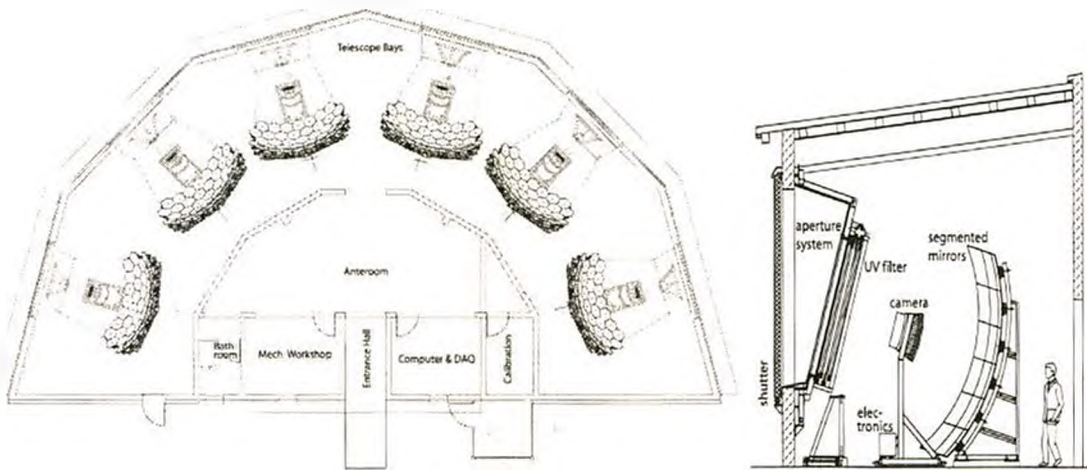


Figura 3.6: Esquema de la vista superior de uno de los edificios de fluorescencia, donde se muestran las 6 bahías que albergan los telescopios (izquierda). Esquema de uno de los telescopios de fluorescencia (derecha). Figura extraída de [76].

3.3.1. Reconstrucción con el FD

El FD permite medir tanto la dirección de arribo y la energía de la lluvia. Cuando se desarrolla la lluvia, esta es registrada por el FD como una serie de píxeles con señal en la cámara como se muestra en la figura 3.7. Esta traza y la información temporal de

los PMTs se utilizan para obtener la geometría de la lluvia, dirección de arribo y punto de impacto sobre la superficie terrestre. La precisión en la medición de la geometría se puede mejorar sensiblemente si además se cuenta con información temporal de al menos una estación del SD. Esta observación en coincidencia entre el FD y el SD, como se menciona, es denominada híbrida. Debido a su mejor calidad, para el espectro de energía del FD se usan eventos híbridos exclusivamente [25].

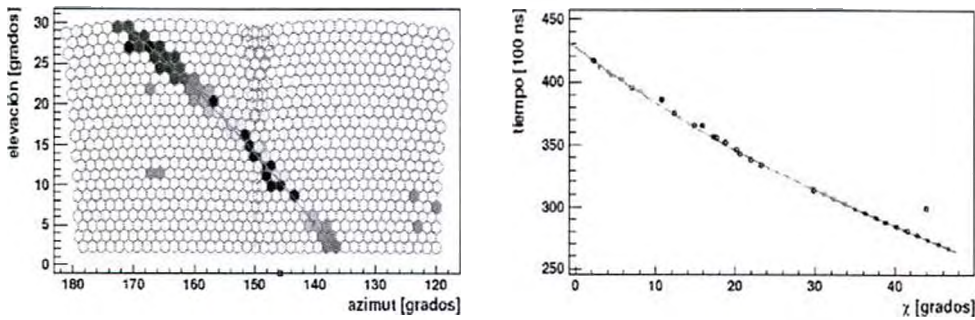


Figura 3.7: Traza de una lluvia de rayo cósmico en la cámara de un telescopio de fluorescencia (izquierda) y su perfil temporal (derecha). Figura extraída de [85].

Reconstrucción de la geometría

El primer paso en la reconstrucción de una lluvia de partículas detectada por el FD es la determinación del plano formado por el eje de la lluvia y el detector de fluorescencia. Este plano denominado SDP¹, y se muestra en la figura 3.8.

La determinación de la trayectoria de la lluvia es realizada en dos pasos: primero se determina el SDP mediante un ajuste de los PMTs disparados por el evento, donde cada punto es pesado por la amplitud del PMT. Después, en un segundo paso, se determina la orientación y posición del eje de la lluvia dentro del SDP. Específicamente, este último paso consiste en la determinación de los parámetros R_p y χ_0 , donde R_p es la distancia de mayor aproximación del eje de la lluvia al detector conocido como parámetro de impacto, y χ_0 es el ángulo entre el eje de la lluvia y la superficie. Dentro del SDP, el tiempo de arribo de la luz de la lluvia al i -ésimo PMT es dado por:

$$t_i = T_0 + \frac{R_p}{c} \tan \left(\frac{\chi_0 - \chi_i}{2} \right), \quad (3.10)$$

¹ Shower Detector Plane

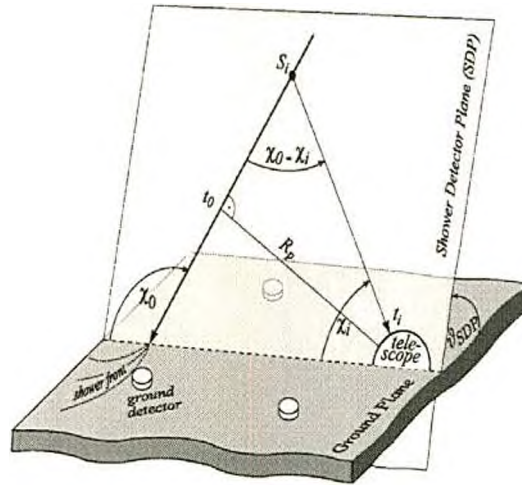


Figura 3.8: Ilustración de la reconstrucción geométrica de una lluvia usando los observables del FD, [76].

donde T_0 es el tiempo del frente de la lluvia al pasar por el punto determinado por R_p , y χ_i es el ángulo de elevación del i -ésimo PMT en el SDP. Los parámetros R_p , T_0 y χ_0 de la lluvia son hallados a través de la minimización χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{t_i - \hat{t}_i^{FD}}{\sigma_i} \right)^2, \quad (3.11)$$

donde t_i es el tiempo medido por el i -ésimo PMT y σ_i es la incerteza en la determinación del tiempo t_i . Posteriormente con estos parámetros se calcula el eje de la lluvia y su punto de impacto en el suelo.

El caso particular de un evento detectado por uno de los edificios de fluorescencia, se denomina monocular; en este caso puede existir cierta ambigüedad para determinar unívocamente R_p y χ_0 si es que el argumento de la tangente en la ecuación 3.10 es menor que $\sim 50^\circ$ (lo que corresponde a una curvatura pequeña en la función y, físicamente, a una traza muy corta de la lluvia).

Esta ambigüedad puede ser evitada si el evento es registrado simultáneamente por telescopios ubicados en dos edificios (estéreo), o bien por al menos un detector de superficie (híbrido). Para el caso de eventos híbridos, los eventos tienen una resolución de 50 m en el punto de impacto, y $0,6^\circ$ para la reconstrucción del eje de la lluvia de [88].

Perfil longitudinal y reconstrucción de energía

Una de las características distintivas del FD es la posibilidad de medir la energía de los rayos cósmicos. Esto es posible porque la cantidad de luz emitida por el mecanismo de fluorescencia es proporcional, salvo correcciones menores, a la energía del primario. En la práctica la atmósfera actúa como un calorímetro donde la energía del rayo cósmico se divide entre las partículas de la lluvia. Los electrones disipan en la atmósfera la mayor parte de la energía del primario y son, a su vez, los precursores de la emisión de fluorescencia. Se denomina energía calorimétrica a la disipada de esta forma en la atmósfera. Para el análisis de Auger se estima que cada electrón emite $\sim 5,6$ fotones por cada MeV depositado en la atmósfera en la banda de 337 nm a una presión de 1013 hPa y temperatura de 293 K [94].

El perfil longitudinal de la lluvia se mide en base al número de fotones detectados en la cámara del telescopio. Una vez que la geometría de la lluvia es conocida la luz observada en la cámara puede ser convertida en energía depositada en la atmósfera. Para esto la atenuación de la luz desde el lugar de emisión hasta el telescopio debe ser considerada. La contribución principal a la atenuación es la dispersión de Rayleigh por las moléculas de oxígeno y nitrógeno de la atmósfera. Ésta es dependiente de la presión, temperatura y humedad en función de la altura. Para medir sus valores en el observatorio se usa una base de datos derivada a partir de GDAS¹. La dispersión por aerosoles, partículas en suspensión en la atmósfera, es la otra contribución a la atenuación de luz considerada. Esta depende del contenido de aerosoles en función de la altura. El observable asociado, la profundidad óptica vertical de aerosoles (VAOD²), se mide en función de la altura simultáneamente con la operación del FD usando una facilidad laser instalada en el centro del observatorio y un lidar en cada uno de los sitios FD [95].

Además de la fluorescencia existen otros mecanismos de emisión de luz como el Cherenkov (aerosol, Rayleigh y directo) que producen las partículas de la lluvia en la atmósfera y la dispersión múltiple de luz [96] que deben ser considerados. En la figura 3.9 se muestran la medición del perfil longitudinal de una lluvia junto con el fondo dado por las fuentes de luz mencionadas. La contribución de la fluorescencia se obtiene substrayendo el fondo de Cherenkov y multiple scattering a la señal total.

¹Global Data Assimilation System

²Vertical Aerosol Optical Depth

El perfil longitudinal de la fluorescencia se ajusta con una función de Gaisser-Hillas la cuál es integrada para obtener la energía depositada en la atmósfera, denominada energía calorimétrica. Esta función se usa también para estimar X_{max} , la profundidad atmosférica en la cuál la lluvia alcanza su máximo número de partículas.

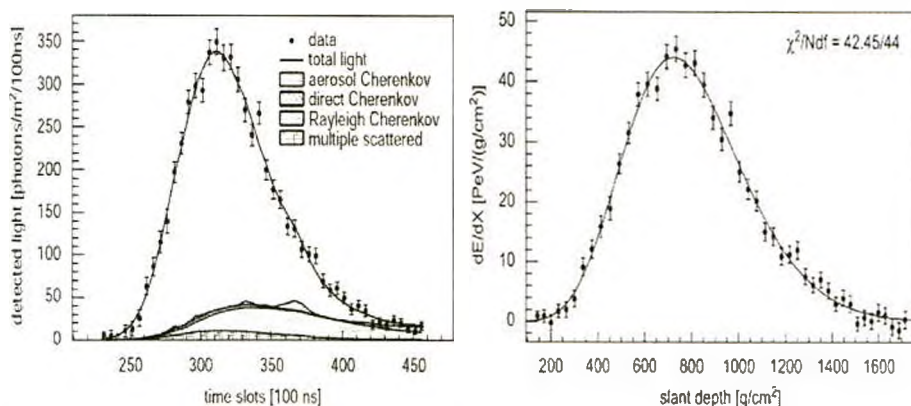


Figura 3.9: Perfil longitudinal de la lluvia incluyendo los datos experimentales y fuentes de luz consideradas además de la fluorescencia (izquierda). Es posible convertir el flujo de fotones en energía depositada en el aire (derecha). El ajuste con una Gaisser-Hillas sobre el perfil, y su posterior integración dan como resultado la energía total depositada y la energía del primario. El ajuste en este caso da como resultado un primario de $E = (3.0 \pm 0.2) \times 10^{19}$ eV. Figura extraída de [76].

Para estimar la energía del rayo cósmico, además de la energía calorimétrica, también se incluye una corrección por la energía invisible llevada por los neutrinos y muones de la lluvia. La contribución de la energía invisible se calcula en base a simulaciones y representa alrededor del 10 % de la energía calorimétrica [97]. Su magnitud depende del tipo de primario, energía y ángulo cenital del rayo cósmico. Como referencia la corrección por energía invisible de un núcleo de hierro resulta en una energía total solamente $\sim 3\%$ mayor a la de un protón. Como se desconoce el tipo de partícula del rayo cósmico individual, se asume una composición de 50 % protón y 50 % hierro para estimar la energía invisible.

La incerteza estadística de la energía medida por el FD se estimó en el 10 % y la sistemática en 22 % [76]. Las contribuciones más importantes para esta última son las limitaciones en el conocimiento de la producción de fotones de fluorescencia generados en la atmósfera (14 %), la calibración de los detectores de fluorescencia (9 %) y el método de reconstrucción del perfil longitudinal (10 %).

3.3.2. HEAT

Como parte de la segunda fase del observatorio se agregaron tres telescopios adicionales en las cercanías del sitio de Coihueco. Los telescopios de este desarrollo, bautizado como HEAT [98], son similares a los del FD original excepto por la posibilidad de variar su inclinación hasta 29° y por tener mayor frecuencia en la electrónica de muestreo (250 MHz). Esta capacidad fue añadida para extender el rango de observación del FD hasta energías de 10^{17} eV. Como las lluvias iniciadas por un rayo cósmico de energía menor a 10^{18} eV solo pueden ser observadas cuando caen en las cercanías del FD solamente unos pocos kilómetros de atmósfera cercanos a la superficie están en el campo de vista del FD original. Por este motivo en general solo la cola del perfil longitudinal de la lluvia es visible desde los telescopios, perdiendo la capacidad de obtener su energía y X_{max} . En cambio, como muestra la figura 3.10, el campo de vista agregado por la elevación de HEAT permite observar gran parte del perfil longitudinal de las lluvias de menor energía. Algunos datos iniciales de HEAT han sido publicados recientemente [99].

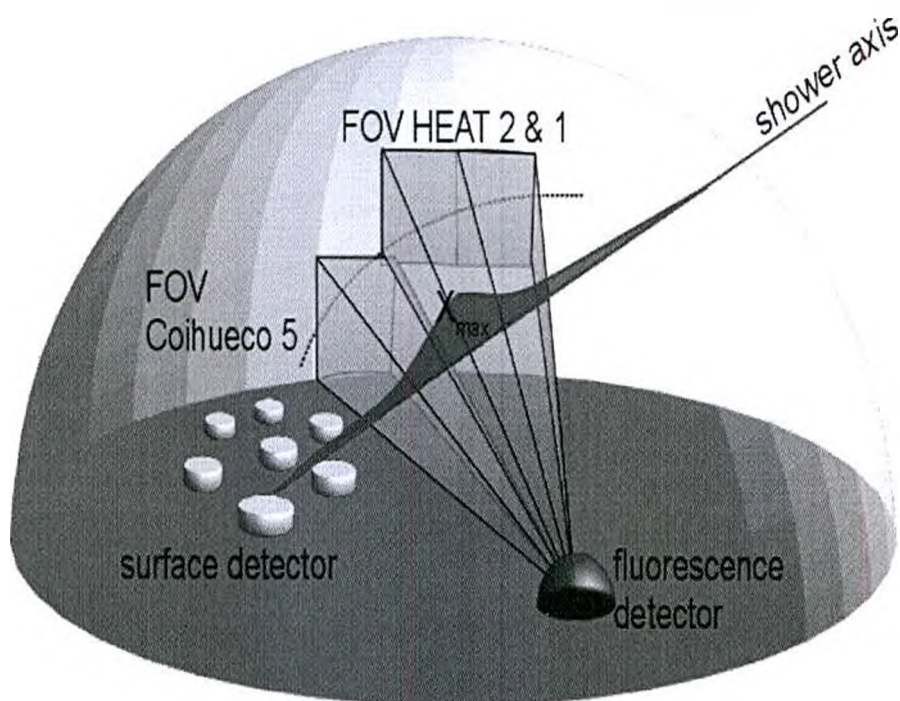


Figura 3.10: Ilustración del método de detección de una lluvia usando los FD de Coihueco y HEAT. Figura extraída de [100].

3.4. AMIGA

El plan original del proyecto Auger fue construir el detector descrito en las secciones anteriores. La segunda fase del proyecto consistió en construir una serie de detectores adicionales, como por ejemplo el mencionado HEAT, para mejorar las capacidades del FD. AMIGA (Auger Muons and Infill for the Ground Array) [101] es otro de tales proyectos y su objetivo es desarrollar dos detectores llamados infill y detector de muones respectivamente, este último actualmente en construcción. El infill es un arreglo de 69 estaciones idénticas a las del SD espaciadas cada 750 m, la mitad de la distancia entre estaciones del arreglo principal, cubriendo un área de 25 km^2 . En la figura 3.11 se muestra el arreglo infill de AMIGA. El infill y el arreglo principal están solapados, ya que 22 estaciones son comunes a ambos detectores.

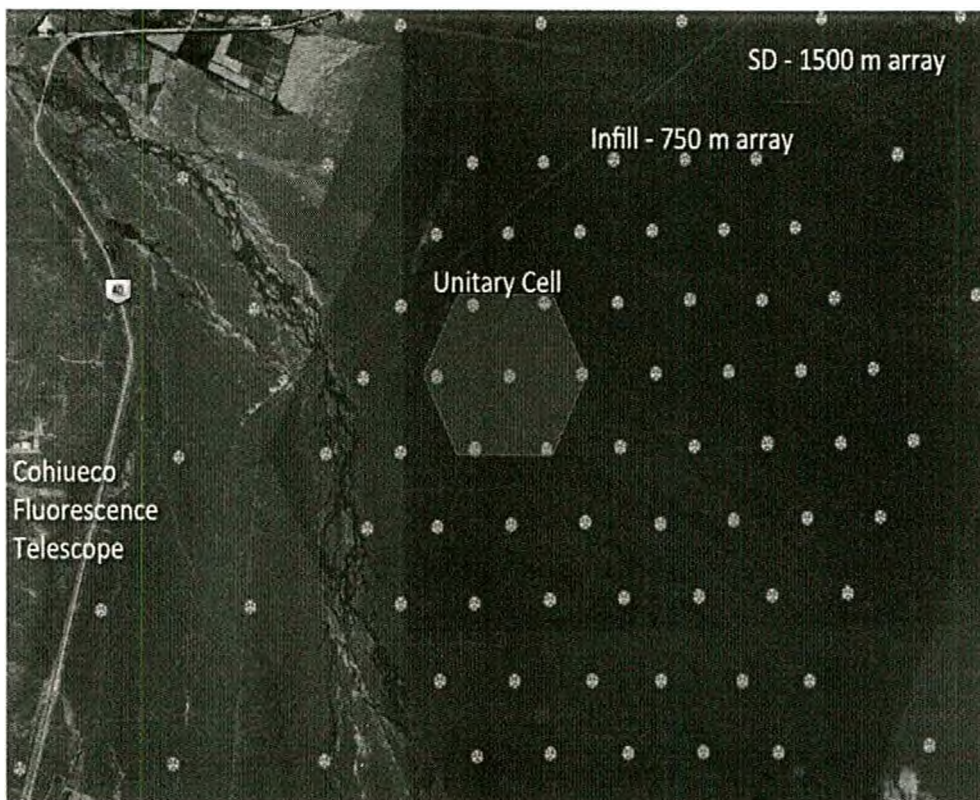


Figura 3.11: El arreglo AMIGA. Cada punto, representa un par de detección formado por un detector de radiación Cherenkov en agua y un contador de muones.

El infill extiende el rango de observación del SD hasta $\sim 3 \times 10^{17} \text{ eV}$ [102], un orden de

magnitud por debajo del umbral del arreglo principal. Esta extensión incluye una región de energía de gran interés, entre la segunda rodilla y el tobillo, dónde se espera que los rayos cósmicos pasen de un origen galáctico a uno extra-galáctico. Debido al aumento de ~ 1000 veces del flujo de rayos cósmicos con la disminución de un orden de magnitud de energía es suficiente cubrir con el infill un área mucho más pequeña que la del arreglo principal para observar un número suficiente de eventos. A su vez dado que la huella dejada en la superficie por una lluvia de rayo cósmico de menor energía es más pequeña, las estaciones del infill deben estar más cerca entre sí para poder detectarlos. El diseño de AMIGA pretende incluir a futuro también un segundo infill más denso para extender el rango de observación del SD a energías aún menores ($\sim 10^{17}$ eV).

El infill, propuesto en el año 2006, empezó a construirse en septiembre 2007 con la instalación de una celda unitaria de 7 estaciones. El 1 de agosto de 2008 la mitad superior del infill fue completada llevando el número de estaciones a 37. Un sistema de telecomunicaciones basado en radios Xbee reemplazó a las radios de Leeds originales del observatorio en 5 estaciones del infill en junio 2009. El cambio se hizo por dos razones diferentes; por un lado era necesario un sistema con mayor capacidad que el original para transmitir el mayor volumen de datos generado por el infill y por el nuevo detector de muones. Por otro lado la fabricación de las radios de Leeds estaba discontinuada por lo que era imposible obtener radios adicionales. Desafortunadamente el desempeño de las radios Xbee no resultó satisfactorio por lo cual fueron progresivamente trasladadas a la periferia del infill y luego quitadas para pasar a utilizar como sistema de comunicación radios WiFi [103]. Posteriormente nuevas estaciones fueron instaladas en el infill hasta su terminación en septiembre 2011. El infill completo incluye las 61 estaciones de SD planeadas originalmente más 8 adicionales en la zona más cercana a HEAT. Éstas últimas son útiles para aumentar el número de eventos observados simultáneamente por HEAT y el infill a energías $< 10^{17}$ eV.

Una celda unitaria del detector de muones (ver figura 3.11), el segundo componente de AMIGA, se está instalando actualmente. El objetivo principal de este detector es estudiar la composición de los rayos cósmicos entre la segunda rodilla y el tobillo. El detector de muones está formado por módulos de centellador plástico. Cada módulo consiste de 64 barras de 4 cm de ancho por 4 m de largo, resultando en una área de

detección de 10 m^2 (ver figura 3.12). Además hay otra versión de módulos de 5 m^2 de superficie hechos con barras de 2 m de largo. Cada barra tiene una canaleta por la que corre una fibra óptica que está conectada a un píxel de un fotomultiplicador de 64 canales. El PMT está conectado, a su vez, a una electrónica para procesar las señales.

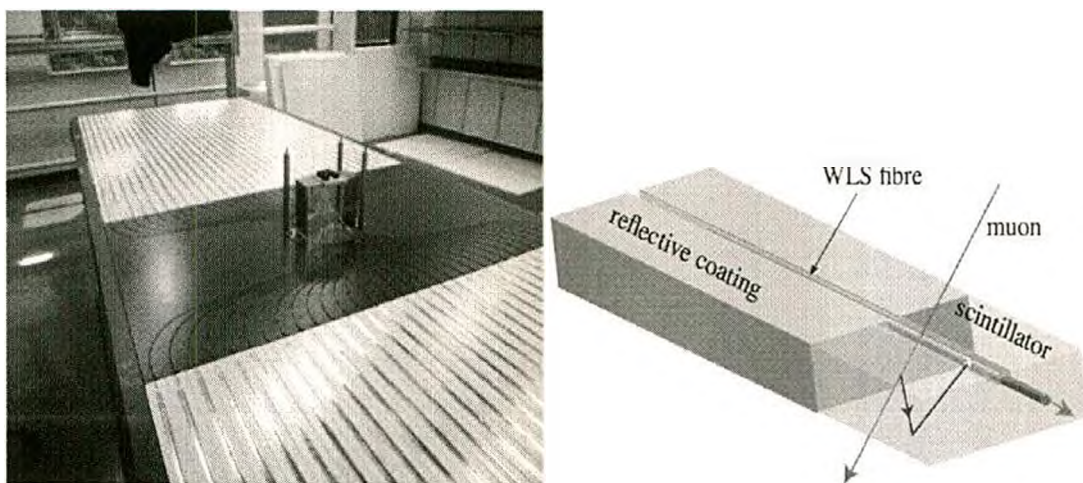


Figura 3.12: (Izquierda) Imagen de un módulo con 64 barras centelladoras de 2 m de largo cada una. Se puede ver el revestimiento blanco de las barras y la cinta reflectante que cubre las fibras ópticas WLS. Las fibras son guiadas al cookie donde el PMT será ubicado. Las columnas alrededor soportarán la electrónica. (Derecha) Esquema de la colección de luz en una barra centelladora (extraída de [104]). Los fotones de centelleo viajan una corta distancia dentro del plástico (flecha azul) antes que ellos sean colectados por la fibra óptica WLS (flecha verde) y reemitidos a una frecuencia más baja hacia el PMT.

Los módulos van enterrados a $\sim 2,5 \text{ m}$ de profundidad para blindar la componente electromagnética de la lluvia de rayos cósmicos y así recibir solamente los muones con energía superior a 1 GeV . El estado actual de la cantidad de módulos instalados en la celda unitaria se puede ver en la figura 3.13. El diseño actual contempla la instalación de tres módulos de 10 m^2 junto a cada estación SD del infill con excepción de la celda unitaria que tendrá dos módulos de 10 m^2 y dos de 5 m^2 .

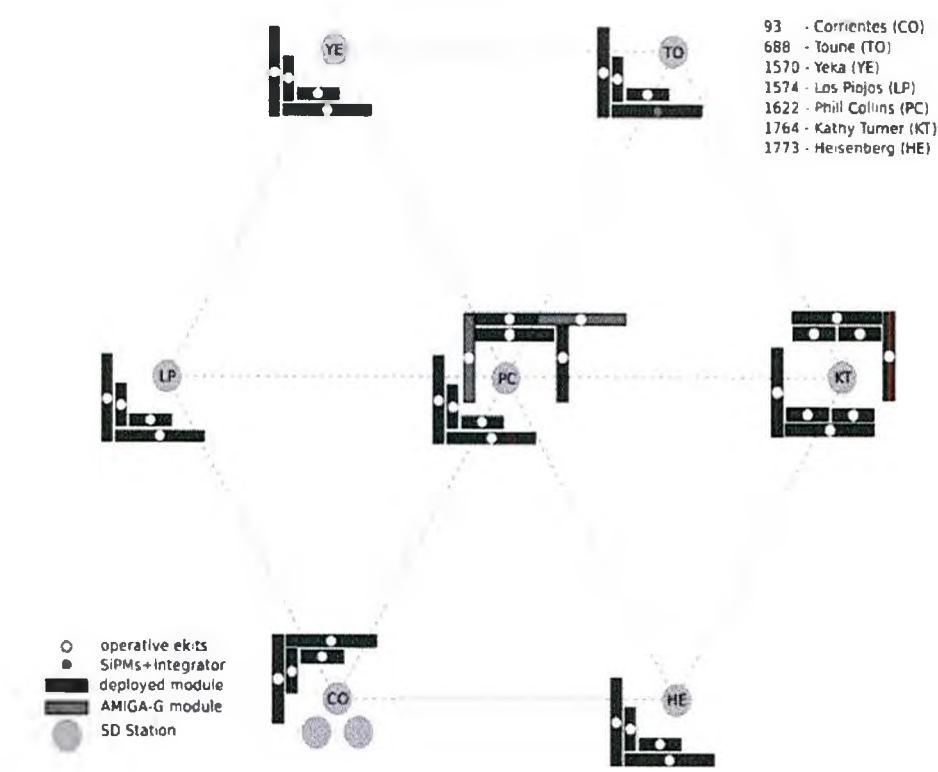


Figura 3.13: Estado actual de los contadores de muones en la celda unitaria dentro del infill. En azul módulos de 10 m² y 5 m² de área. En rojo módulos enterrados a una profundidad de 1,3 m. En amarillo los SD del infill.

Capítulo 4

Estudio del Arreglo Infill de AMIGA

4.1. Introducción

En el capítulo anterior se mencionó que el arreglo de detectores de superficie denominado “infill” es parte de la segunda fase del PAO. El infill consiste de un arreglo triangular de estaciones idénticas a las del SD espaciadas cada 750 m, distribuidos sobre un área de 23,5 km². El objetivo de este capítulo es caracterizar la respuesta del arreglo infill con lluvias simuladas, en función del tipo de primario, modelo hadrónico, energía e inclinación y comparar con datos reales.

Para realizar la simulación y reconstrucción de eventos de SD con la configuración del infill, fue necesario modificar algunos módulos del Auger Offline Software, estas modificaciones también son descritas en el presente capítulo.

4.2. Simulación y reconstrucción de eventos del infill

4.2.1. Simulación de lluvias de partículas

Se generó una librería de lluvias atmosféricas con el programa AIRES 2.8.4a [56], usando los modelos hadrónicos de altas energías QGSJET-II-03 [60] y Sibyll-2.1 [59]. En las simulaciones se aplica el algoritmo de filtrado [56], sobre todas las partículas con energía $E_{th} = 10^{-6} E_0$ (siendo E_0 la energía del rayo cósmico primario), considerando un factor de peso estadístico de 0,2 y una relación entre los dos factores de

peso (electromagnético/hadrónico) igual a 88. Se simularon lluvias atmosféricas iniciadas por núcleos de hierro y protones, para cuatro ángulos de incidencia: 0° , 15° , 30° y 45° , con energías comprendidas entre $\log_{10}(E/\text{eV}) = 17,25$ y $18,75$, con un paso de $0,25$ en $\log_{10}(E/\text{eV})$, considerando una distribución acimutal uniforme entre 0° y 360° . La altitud de observación, donde se colectan las partículas en el suelo, se fija a la altitud promedio del infill.

Para cada valor de energía, ángulo cenital, partícula primaria y modelo hadrónico, se simuló un total de 300 lluvias. Durante la simulación de las lluvias fueron tenidas en cuenta partículas gamma, electrones/positrones y muones con energía suficiente para producir luz Cherenkov en agua. Es decir aquellas con energía superior a 1,286 MeV, 264 keV y 55 MeV, para gammas, electrones/positrones y muones, respectivamente [105].

4.2.2. Simulación y reconstrucción de eventos

El programa Auger Offline Software fue desarrollado en C++ por la Colaboración Pierre Auger [106]. Con el fin de permitir el análisis de los datos registrados por el observatorio. Este programa contempla la simulación de la respuesta de los detectores del PAO, y la reconstrucción de las lluvias (ya sea a partir de datos simulados o reales).

Con el objetivo de simular y reconstruir eventos de SD con la configuración del arreglo infill, se tomó la cadena oficial de simulación/reconstrucción que se distribuye dentro del programa Offline. Para el arreglo principal la secuencia de los módulos involucrados en esta cadena es la siguiente:

```

1  <moduleControl>
2    <loop numTimes="unbounded" pushEventToStack="yes">
3      <module> EventFileReaderOG </module>
4      <loop numTimes="1" pushEventToStack="yes">
5
6        <!-- SD Simulation -->
7        <module> EventGeneratorOG </module> *
8        <loop numTimes="unbounded" pushEventToStack="no">
9          <module> CachedShowerRegeneratorOG </module>
10         <module> FastTankSimulatorOG </module>
11       </loop>

```

```
12      <module> SdPMTSimulatorOG      </module>
13      <module> SdFilterFADCSimulatorMTU      </module>
14      <module> SdBaselineSimulatorOG      </module>
15      <module> TankTriggerSimulatorOG      </module>
16      <module> TankGPSSimulatorOG      </module>
17      <module> CentralTriggerSimulatorXb      </module> *
18      <module> CentralTriggerEventBuilderOG      </module>
19      <module> EventBuilderOG      </module>
20      <module> EventFileExporterOG      </module>
21
22      <!-- SD Reconstruction-->
23      <module> SdCalibratorOG      </module>
24      <module> SdSignalRecoveryKLT      </module>
25      <module> SdEventSelectorOG      </module> *
26      <module> SdPlaneFitOG      </module>
27      <module> LDFFinderOG      </module> *
28      <module> SdEventPosteriorSelectorOG      </module> *
29      <module> RecDataWriterNG      </module> *
30
31      </loop>
32  </loop>
33 </moduleControl>
```

Los módulos afectados por el espaciamiento entre las estaciones y que debieron ser modificados para permitir la simulación/reconstrucción de eventos del infill, están indicados por un asterisco en la secuencia de módulos anteriormente mostrada.

En lo que concierne al trabajo de esta tesis, se modificó dos módulos de la parte de la simulación SD: el EventGeneratorOG y el CentralTriggerSimulatorXb. Los otros módulos fueron modificados en ITeDA por otros colaboradores [107], en el apéndice A se da una breve descripción de cada uno de los módulos.

Las modificaciones realizadas en estos modulos, tenían como objetivo permitir la simulación y reconstrucción de eventos con el arreglo infill utilizando el programa Offline (v2.6.4), situación que no era factible al momento de realizar este trabajo.

Específicamente, el módulo EventGeneratorOG fue modificado a fin de poder distribuir de manera uniforme el punto de impacto de las lluvias dentro del área definida por las estaciones del infill considerando las estaciones de SD que estaban operativas al mes de Noviembre de 2010. Para minimizar los efectos de borde el punto de impacto de cada lluvia se restringió haciéndolo incidir en la zona delimitada por las dos últimas

coronas como se muestra en la figura 4.1, de esta manera se maximiza la cantidad de eventos registrados que verifican la condición de trigger 6T5, es decir eventos donde la estación de máxima señal está rodeada de sus 6 primeras estaciones vecinas activas.

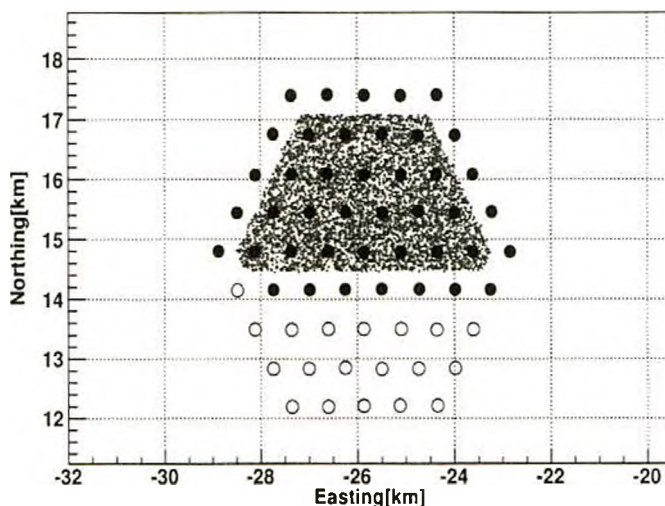


Figura 4.1: Distribución uniforme de puntos de impacto de lluvias simuladas con AIRES dentro de una grilla de SD espaciados 750 m. Los puntos azules muestran los puntos de impacto de las lluvias dentro del arreglo y los puntos negros muestran la configuración de las estaciones SD del infill operativas en Noviembre de 2010. Los círculos blancos señalan las posiciones de las estaciones de SD que aún no estaban operativas en el infill

Por otro lado, el módulo CentralTriggerSimulatorXb fue modificado para redefinir el tamaño de las coronas correspondientes al infill y para obtener eventos que cumplan la condición 6T5 dentro del infill. De esta manera se reproduce las condiciones de disparo como en el caso real.

Cada lluvia fue utilizada cuatro veces en la simulación a fin de aumentar la estadística de eventos [108], por lo tanto se generaron 1200 eventos para cada primario, modelo hadrónico, energía y ángulo de incidencia. La muestra total de eventos simulados es de: $7 \times 4 \times 2 \times 2 \times 120 \times 4$ (es decir por $E \times \theta \times Prim \times MH \times N_{Sh} \times N_{SD}$)

Una vez realizadas las simulaciones de los eventos, estos fueron reconstruidos [107]. En la figura 4.2 se muestra un ejemplo de un evento simulado y posteriormente recons-

truido con el infill. En este caso particular, el evento fue simulado considerando un protón con energía de $10^{17.50}$ eV y ángulo cenital de 15° .

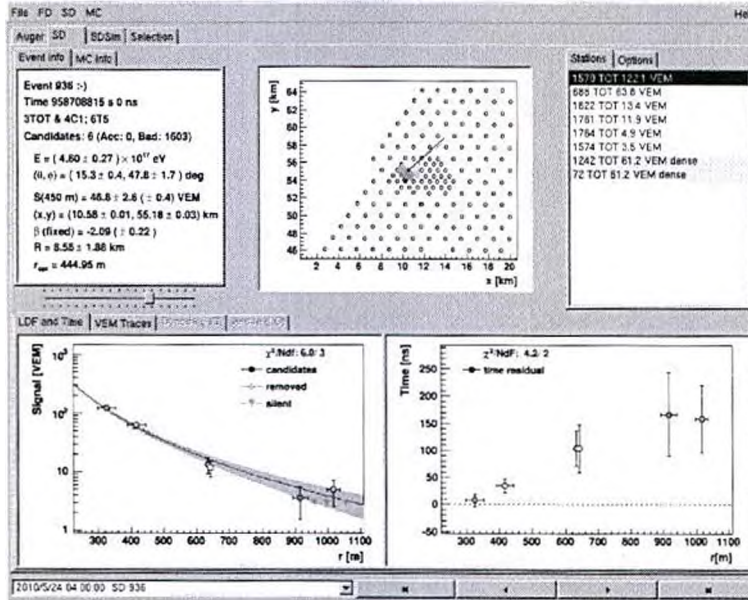


Figura 4.2: Evento simulado y reconstruido con el arreglo infill, para un protón, con energía de $10^{17.50}$ eV y ángulo cenital de 15° . En la parte superior se muestran los parámetros obtenidos de la reconstrucción, junto con el mapa y la lista de estaciones disparadas por el evento. Abajo se muestra la LDF y el tiempo de arribo del frente de la lluvia en función de la distancia.

4.3. Estudio de la distancia óptima

Para determinar la energía del rayo cósmico primario usando un arreglo de superficie, la señal debe ser evaluada a una distancia fija del eje de la lluvia. A principios de los años 70 Hillas encontró [89] que existe una distancia para la cual se minimiza la incerteza en la señal de un arreglo de superficie, que resulta ser prácticamente independiente del tipo de primario, modelo hadrónico y función de ajuste para la LDF utilizada. En base a este resultado propuso utilizar la señal a esta distancia, en vez de la señal integrada sobre todas las distancias, ya que esta técnica introduce grandes fluctuaciones en la reconstrucción de la energía. La distancia óptima R_{opt} es entonces calculada evento por evento usando el método numérico de Newton y Watson [90], que se encuentra implementado en el módulo LDFFinderOG del Offline. Utilizando este método se evaluaron

las distribuciones de distancias óptimas para los eventos simulados del infill. La señal en R_{opt} es el parámetro que será relacionado con la energía del rayo cósmico primario. Teniendo esto en cuenta, la distancia R_{opt} debe ser elegida cuidadosamente.

4.3.1. Distribuciones de R_{opt}

En la figura 4.3 se muestra el valor medio de la distribución R_{opt} para eventos sin estaciones saturadas iniciados por primarios de protón y hierro, para los cuatro valores de ángulo cenital, en el rango de energía anteriormente mencionado. La figura indica que el valor medio R_{opt} es cercano a 500 m y prácticamente independiente del tipo de primario y de su energía, ya que las variaciones están dentro de un rango de ~ 50 m.

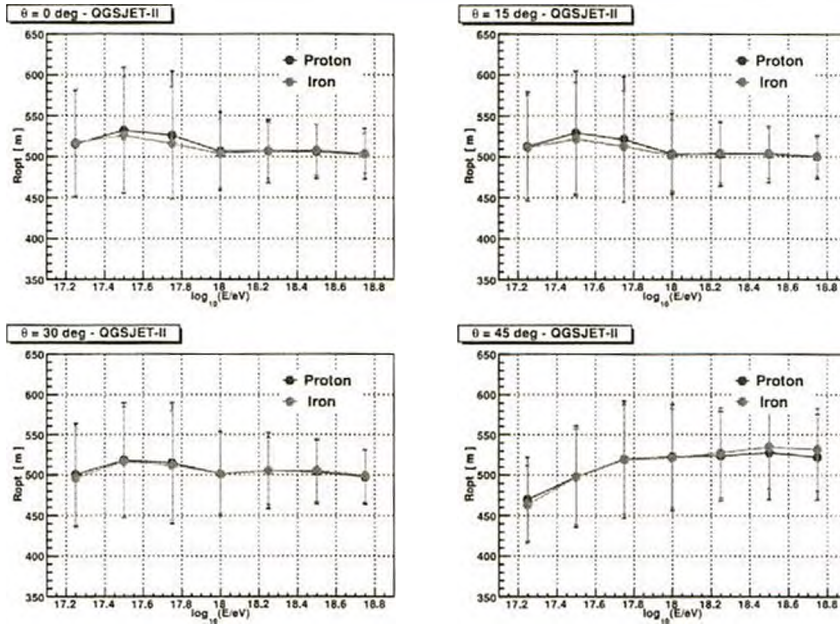


Figura 4.3: Valor medio de la distribución de R_{opt} como función del primario, la energía y la inclinación. Únicamente son considerados eventos que satisfacen la condición 6T5 y no tienen estaciones saturadas. Las barras de error corresponden al RMS de la distribución.

En la figura 4.4 se muestra la evolución de las distribuciones de R_{opt} con la energía del primario, donde se presentan tres diferentes escenarios: 1) todos los eventos 6T5, 2) eventos 6T5 sin estaciones saturadas y 3) eventos 6T5 con estaciones saturadas. Estos tres casos se muestran a continuación en las figuras 4.4(a), 4.4(b) y 4.4(c), para tres valores de energía, respectivamente.

La figura 4.4(a) muestra las distribuciones de R_{opt} obtenidas para una energía de $10^{17,50}$ eV. Se puede ver que si se consideran todos los eventos las distribuciones presentan gran dispersión, con valores que van desde ~ 400 m a ~ 700 m sin importar el tipo de primario. Por otro lado, casi el 89 % de estos eventos no tienen estaciones saturadas y el valor medio de R_{opt} es ~ 500 m. El restante 11 % de los eventos poseen al menos una estación saturada y el valor medio de R_{opt} es de ~ 700 m. La estructura de doble pico que presentan los histogramas de eventos sin estaciones saturadas esta relacionada con la distancia entre el punto de impacto de la lluvia y la posición de la estación con máxima señal, este comportamiento será estudiado más adelante.

La figura 4.4(b) muestra las distribuciones de R_{opt} , para una energía de $10^{18,00}$ eV. En este caso se ve que la distribución de eventos sin estaciones saturadas se reduce, presentando además menos dispersión que en el caso anterior, por este motivo los eventos están más concentrado alrededor de 500 m. Por otro lado los eventos con al menos una estación saturada muestran una distribución con dos picos bien notorios.

Finalmente en la figura 4.4(c) se muestra la distribución de R_{opt} para una energía de $10^{18,50}$ eV. Esta figura muestra que prácticamente todos los eventos sin estaciones saturadas están distribuidos alrededor de un valor medio de ~ 500 m, por otro lado para los eventos con al menos una estación saturada su valor medio se encuentra alrededor de ~ 650 m.

Los resultados de estas figuras establecen que de acuerdo a simulaciones el valor medio de la distribución de R_{opt} difiere si se considera eventos sin estaciones saturadas ($R_{opt} \sim 500$ m) y con estaciones saturadas ($R_{opt} \sim 700$ m). En ambos casos los valores medios resultan independientes del tipo de primario (Pr ó Fe) y su energía. Este mismo comportamiento se observa si se considera diferentes ángulos cenitales, con valores $\theta \leq 45^\circ$.

Para entender mejor las distribuciones de R_{opt} , es conveniente graficar los valores de R_{opt} en función de la distancia entre el punto de impacto de la lluvia y la posición de la estación con máxima señal. En la figura 4.5 se muestra el caso correspondiente para

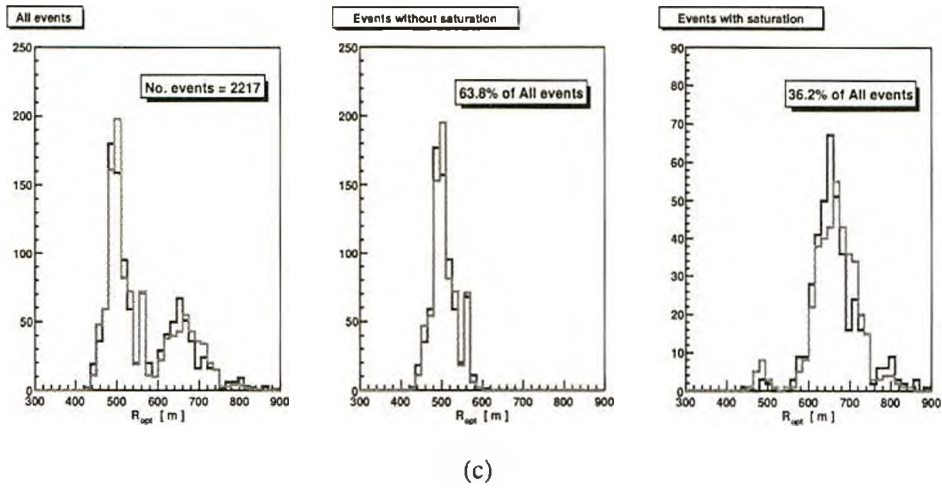
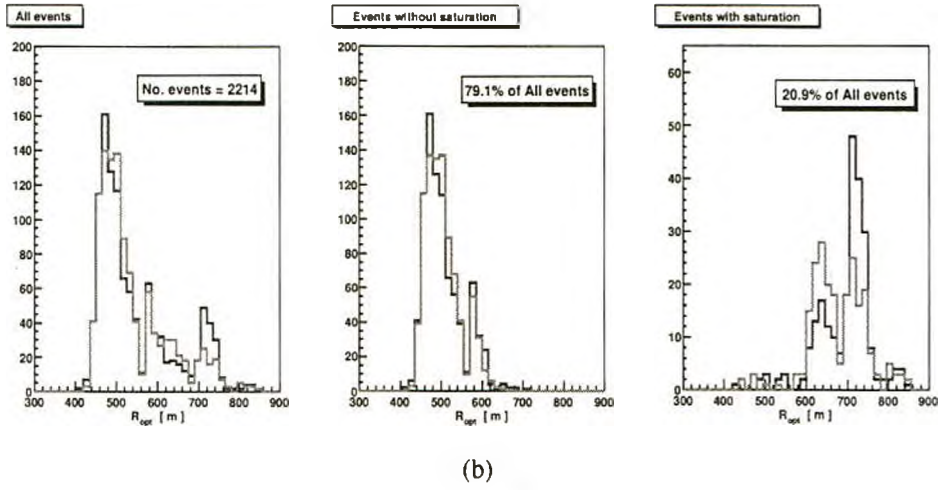
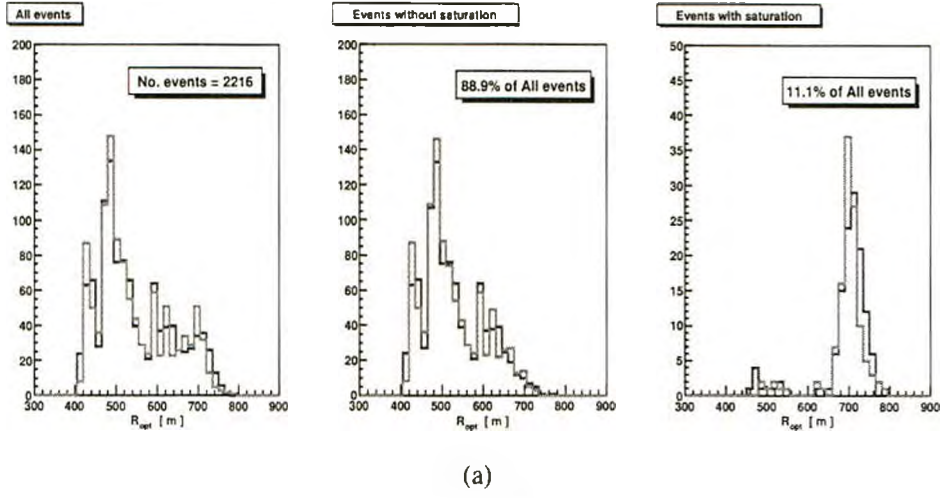


Figura 4.4: Distribuciones de R_{opt} para primarios de protón y hierro, con ángulo cenital 15° , a energías de (a) $10^{17.50}$ eV, (b) $10^{18.00}$ eV y (c) $10^{18.50}$ eV.

eventos con energía de $10^{18.00}$ eV y ángulo cenital de 15° .

En esta figura se ve una fuerte correlación entre el valor de R_{opt} y la distancia antes mencionada. Se observa claramente que los eventos sin estaciones saturadas poseen valores de $R_{opt} \gtrsim 600$ m los cuales pertenecen a eventos que tienen distancias $\lesssim 200$ m.

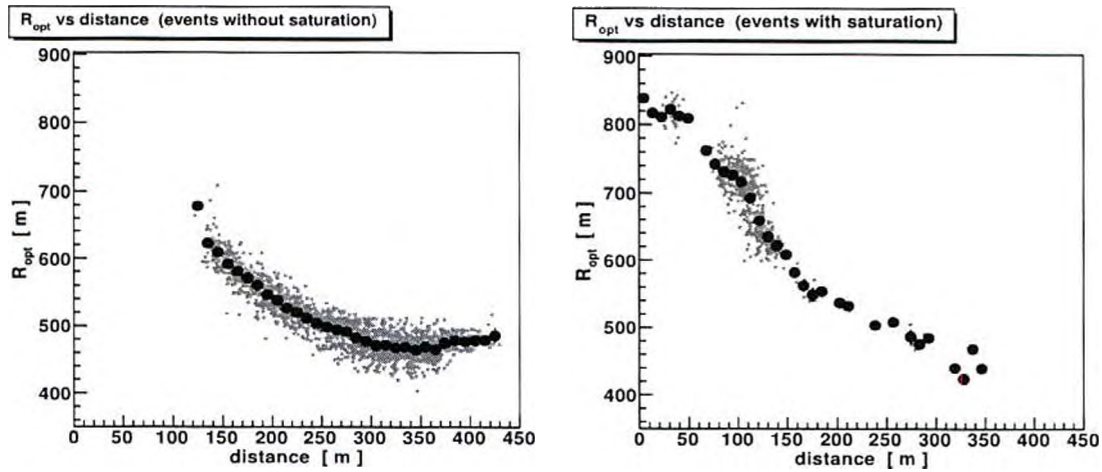


Figura 4.5: R_{opt} en función de la distancia entre el punto de impacto de la lluvia y la posición de la estación con máxima señal. Se consideraron protones y hierros con energía de $10^{18.00}$ eV y 15° de inclinación. Los eventos sin estaciones saturadas (izquierda) y con estaciones saturadas (derecha), se indican en esta figura, junto con el valor medio en círculos negros.

También se investigó las características de los eventos en función de la topología de las estaciones disparadas para establecer si existe alguna relación con los valores de R_{opt} . Para esto, se clasificó a los eventos sin estaciones saturadas en dos tipos: (a) aquellos que tienen únicamente una estación a ≤ 500 m, y (b) aquellos que tienen al menos dos estaciones a ≤ 500 m.

El propósito de este análisis consistió en determinar si el valor de R_{opt} es sensible a como se distribuyen las estaciones en relación al valor de R_{opt} . A continuación en la figura 4.6 se muestra un ejemplo de un evento tipo (a) (izquierda) y uno tipo (b) (derecha).

La figura 4.7 muestra la distribución de R_{opt} para eventos del tipo (a) y tipo (b) a energías de: $10^{17.50}$ eV y $10^{18.00}$ eV, con 15° de inclinación. Los eventos del tipo (a) con energía de $10^{17.50}$ eV tienen una distribución de R_{opt} cuya media es de ~ 550 m y

una dispersión mayor que la de los eventos del tipo (b), cuya media es de ~ 475 m. Al incrementar la energía estos efectos tienden a desaparecer porque en este caso el valor medio de las dos distribuciones se encuentra alrededor de ~ 500 m. Por lo tanto, a bajas energías la topología de los eventos afecta significativamente la distribución y el valor medio de R_{opt} .

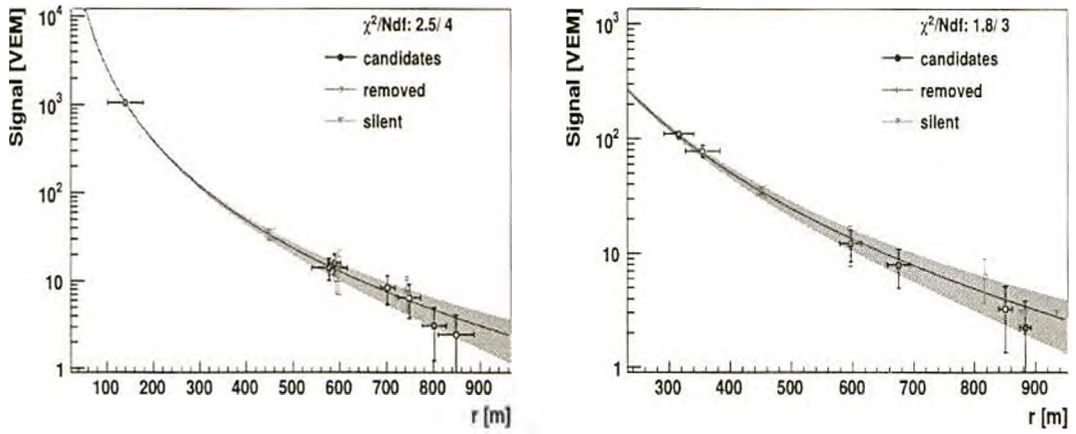


Figura 4.6: Ejemplo de un evento con una única estación distante a menos de 500 m del punto de impacto (izquierda) y con dos estaciones localizadas a una distancia menor de 500 m del punto de impacto (derecha).

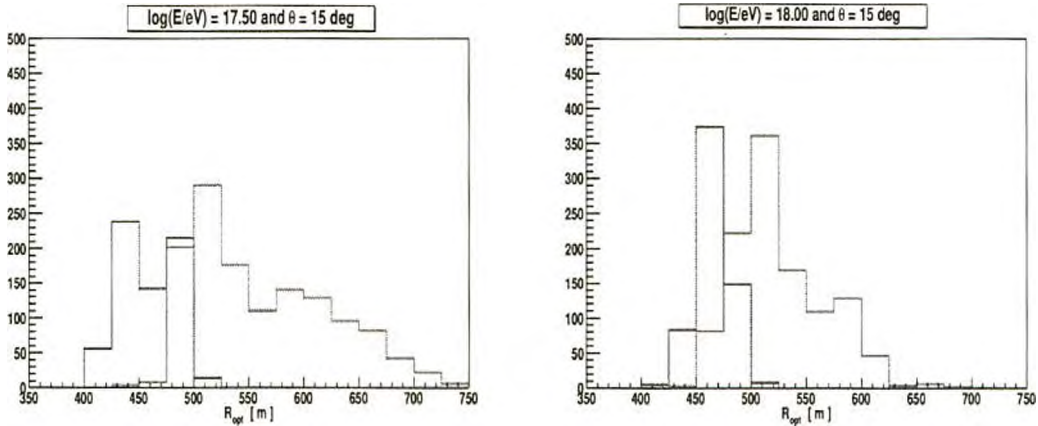


Figura 4.7: Distribuciones de R_{opt} de eventos 6T5 con una (violeta) y al menos dos (marrón) estaciones localizadas a una distancia menor a 500 m del punto de impacto, correspondiente a lluvias con ángulo cenital de 15° y energía de $10^{17.50}$ eV (izquierda) y $10^{18.00}$ eV (derecha).

4.3.2. Resolución de la señal

La incerteza en la estimación del tamaño de la lluvia depende básicamente del valor de R_{opt} , el cuál a su vez depende esencialmente del espaciamiento que existe entre los detectores del arreglo de superficie. Por lo tanto, para el infill que tiene un espaciamiento de 750 m, el PAO decidió que la señal sea evaluada a 450 m del punto de impacto (S_{450}) donde dichas incertezas son minimizadas de acuerdo a análisis hechos con datos reales [107].

Principalmente, hay tres contribuciones a la incerteza del estimador del tamaño de la lluvia [102]:

- Las fluctuaciones lluvia a lluvia debidas a la profundidad atmosférica y características de la primera interacción del rayo cósmico primario en la atmósfera.
- La incerteza estadística dado el tamaño finito de las estaciones de superficie y el reducido número de muestreos del frente de partículas debido al distanciamiento entre estaciones.
- La incerteza sistemática introducida por la forma funcional promedio adoptada para la pendiente β en la LDF.

Originalmente las fluctuaciones lluvia a lluvia fueron evaluadas en [80] para $R_{opt} = 1000$ m mediante simulaciones. En este trabajo se demuestra que para el caso de lluvias atmosféricas iniciadas por protones las fluctuaciones lluvia a lluvia son del $\sim 10\%$, para núcleos de hierro de $\sim 4\%$ y del $\sim 14\%$ cuando se considera una composición mixta de 50% de protones y 50% hierro. En dicho trabajo se encontró además que estos valores son independientes de la energía, aunque débilmente dependientes del ángulo cenital. Por otro lado simulaciones de lluvias verticales con energías de 10^{19} eV muestran que las fluctuaciones lluvia a lluvia disminuyen levemente con la distancia al eje de la lluvia [109].

La figura 4.8 muestra la resolución de la señal, $\sigma(S_{450})/S_{450}$, y el efecto sistemático debido a las fluctuaciones lluvia a lluvia que se asume constante en un valor de $\sim 10\%$ para este trabajo a un $R_{opt} = 450$ m (un valor conservador para un escenario de composición pura). Esencialmente, la forma de estas distribuciones son independientes

del ángulo cenital y tipo de primario. También se observa que la resolución de la señal (incerteza estadística combinada con la incerteza sistemática por la indeterminación de la pendiente β) disminuye desde un $\sim 18\%$ (para $10^{17,25}$ eV) hasta un $\sim 5\%$ (para $10^{18,75}$ eV). Por otro lado se observa que para las menores energías la principal contribución a la incerteza de la señal es estadística, mientras que a las energías mayores únicamente domina la incerteza debido a las fluctuaciones lluvia a lluvia.

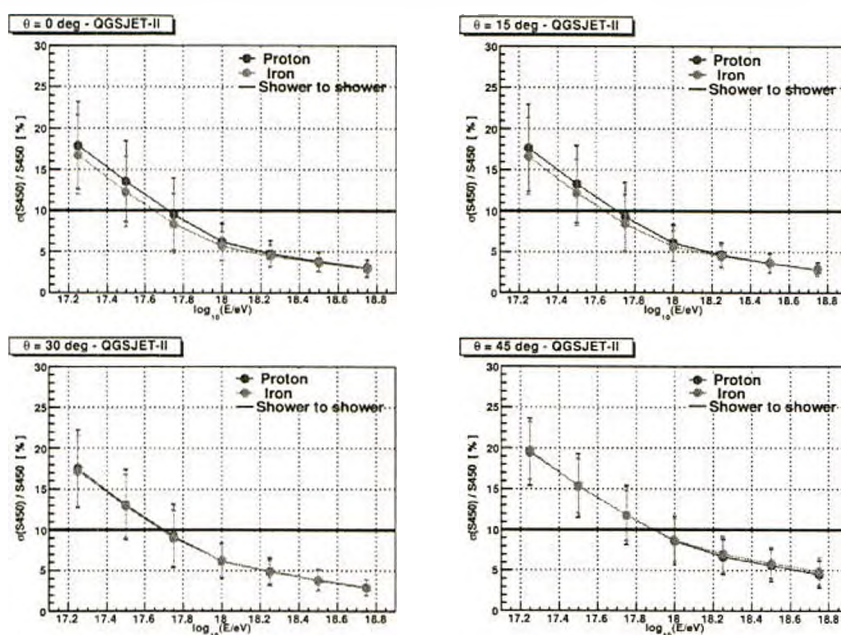


Figura 4.8: Resolución total de la señal (incerteza estadística combinada con la incerteza sistemática) en función del tipo de primario, energía y ángulo cenital. La línea constante corresponde al valor de 10 % adoptado en este trabajo para las fluctuaciones lluvia a lluvia. Únicamente eventos que satisfacen la condición 6T5 y que no tienen estaciones saturadas son considerados en estas figuras. Las barras de error corresponden al RMS de la distribución.

Adicionalmente se estudió la resolución total de la señal en función de la distancia entre el punto de impacto de la lluvia y la posición de la estación con máxima señal. Esta dependencia se muestra en la figura 4.9 para protón con 15° a $10^{18,00}$ eV. En la figura se observa que los eventos sin estaciones saturadas tienen una incerteza de $\sim 12\%$, la cuál tiende a $\sim 20\%$ cuando la lluvia impacta a distancias $\lesssim 150$ m respecto a la posición de la estación con máxima señal. Por otro lado, cuando los eventos tienen al menos una estación saturada, el comportamiento es similar a distancias $\gtrsim 100$ m, mientras que para distancias $\lesssim 100$ m se observa un amesetamiento.

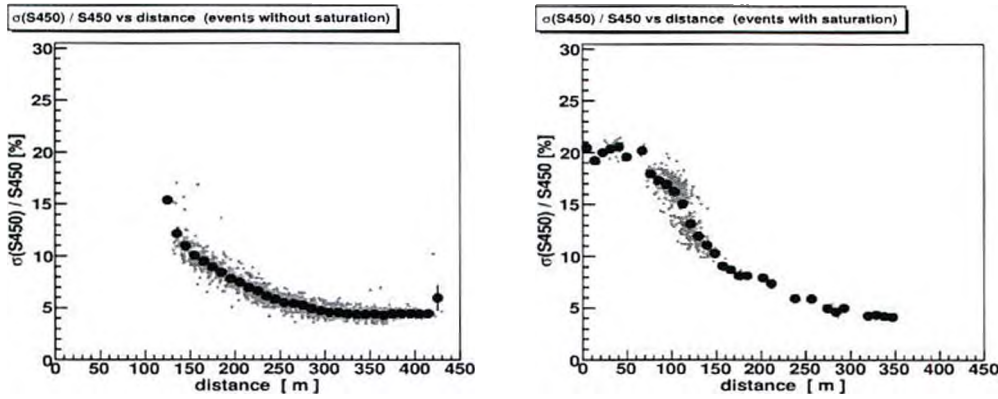


Figura 4.9: Resolución total de la señal en función de la distancia entre el punto de impacto y la posición de la estación con máxima señal para protones con energía de $10^{18,00}$ eV y 15° de inclinación. Se consideran eventos sin estaciones saturadas (izquierda) y con estaciones saturadas (derecha).

4.4. Eficiencia del arreglo

Se estudió la eficiencia del arreglo infill a fin de determinar mediante simulaciones la región donde el arreglo es completamente eficiente, y por ende independiente del tipo de primario (livianos $\equiv$ protones y pesados $\equiv$ hierros).

En general se define la eficiencia como la relación entre el número de eventos aceptados N_{Accep} y el número total de eventos involucrados N_{Tot} :

$$Eff = \frac{N_{Accep}}{N_{Tot}}. \quad (4.1)$$

Para estudiar la eficiencia del infill se evaluó primero la eficiencia de todos los eventos reconstruidos (figura 4.10), y la fracción de eventos que satisfacen la condición 6T5 (figura 4.11). En estas dos figuras se observa que la eficiencia aumenta a medida que la energía de la lluvia se incrementa, hasta llegar a un valor de energía donde la eficiencia adquiere un valor constante. También se observa que para energías $\log(E/\text{eV}) < 17,50$ la eficiencia disminuye cuando aumenta el ángulo cenital, ya que lluvias de mayor inclinación se desarrollan a gran altitud y por lo tanto llegan muy atenuadas.

La región de energía donde el infill tiene una eficiencia de reconstrucción del 100 % comienza en $10^{17,50}$ eV para lluvias atmosféricas con inclinación $\leq 30^\circ$, y en $10^{17,75}$ eV para lluvias atmosféricas con inclinación de 45° .

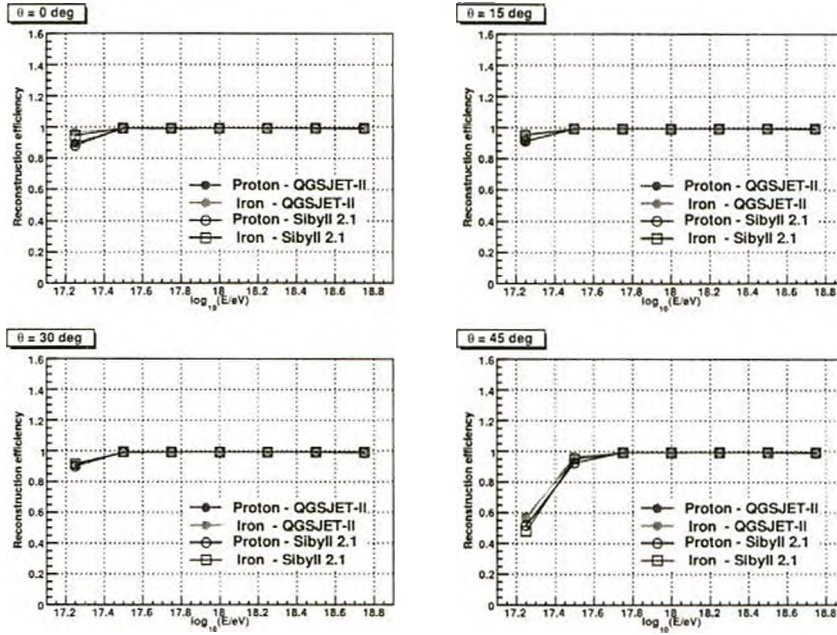


Figura 4.10: Eficiencia de reconstrucción del arreglo infill en función de la energía, inclinación, primario y modelo hadrónico. Eficiencias iguales a 1 corresponden a eficiencia completa.

Por otro lado, en la figura 4.11 se observa como la fracción de eventos 6T5 es esencialmente constante alrededor de $\sim 92\%$ para valores de energía $\geq 10^{17.50} \text{ eV}$. Para estas energías es claro que no se tiene una dependencia con el rayo cósmico primario considerado, razón por la cuál se denomina como región de plena eficiencia. Un $\sim 8\%$ de los eventos con energía $\geq 10^{17.50} \text{ eV}$ no satisfacen la condición 6T5, esto está relacionado con la configuración de estaciones adoptada en las simulaciones del infill (ver figura 4.1). En efecto, alrededor del $\sim 2\%$ de estos eventos tienen su punto de impacto sobre el borde del arreglo infill y el restante $\sim 6\%$ de los eventos no satisfacen la condición 6T5 debido a la ausencia de una estación en el borde inferior izquierdo del infill. Esto último se puede apreciar en la figura 4.12.

A continuación en la figura 4.13 se muestra la fracción de eventos reconstruidos que tienen al menos una estación saturada. Esta fracción aumenta con el logaritmo de la energía y presenta un comportamiento similar para los cuatro ángulos cenitales considerados. La fracción de eventos saturados aumenta con la energía, entre un $\sim 5\%$ a

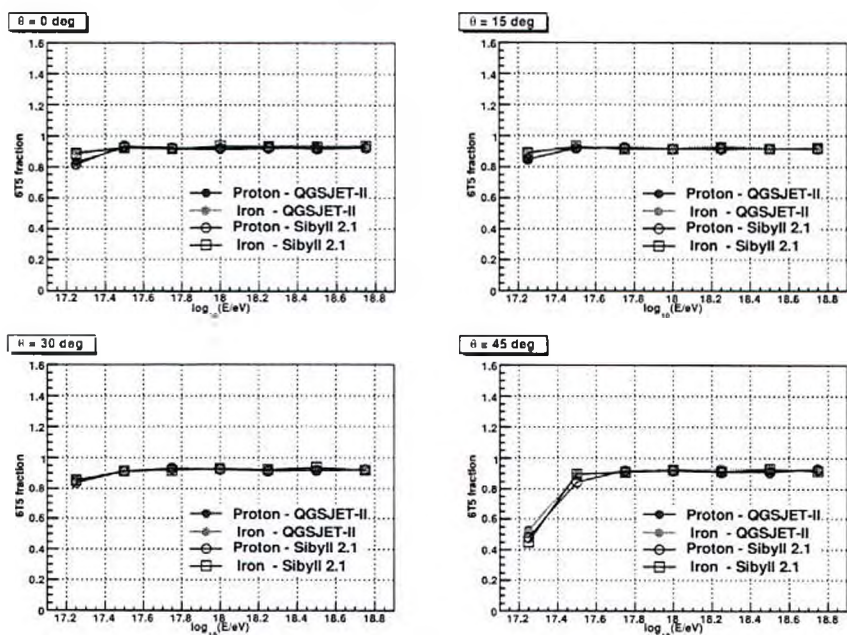


Figura 4.11: Fracción de eventos reconstruidos que satisfacen la condición 6T5 en función de la energía, inclinación, primario y modelo hadrónico. Las eficiencias se acotan en ~ 0.92 ya que algunos eventos reconstruidos no satisfacen la condición 6T5 (ver texto para detalles).

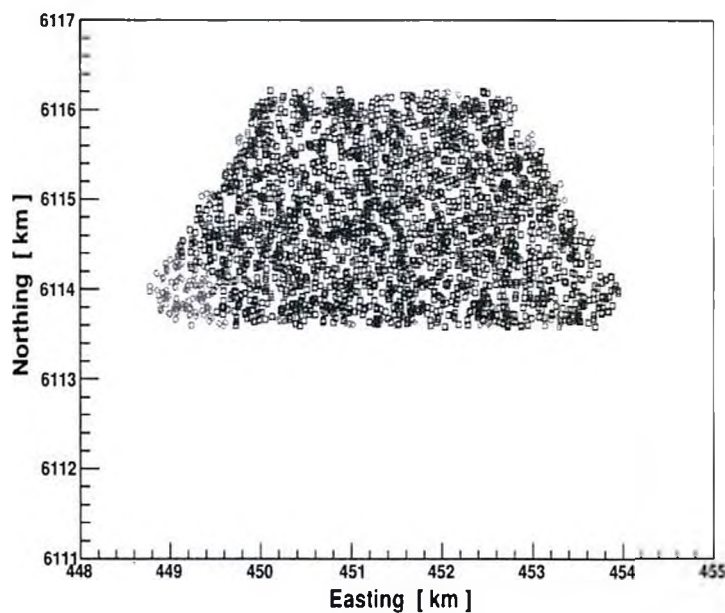


Figura 4.12: Punto de impacto de los eventos simulados dentro del área del infill que satisfacen (azul) y no satisfacen (rojo) la condición 6T5 por efectos de borde.

$10^{17.50}$ eV y un $\sim 50\%$ a $10^{18.75}$ eV. El hecho que la fracción de eventos con estaciones saturadas adquiera valores significativos en la región de eficiencia plena muestra la importancia de incluir estos eventos en el análisis de datos, ya que de lo contrario se vera muy afectada la región energética donde de por si el flujo de rayos cósmicos es bajo.

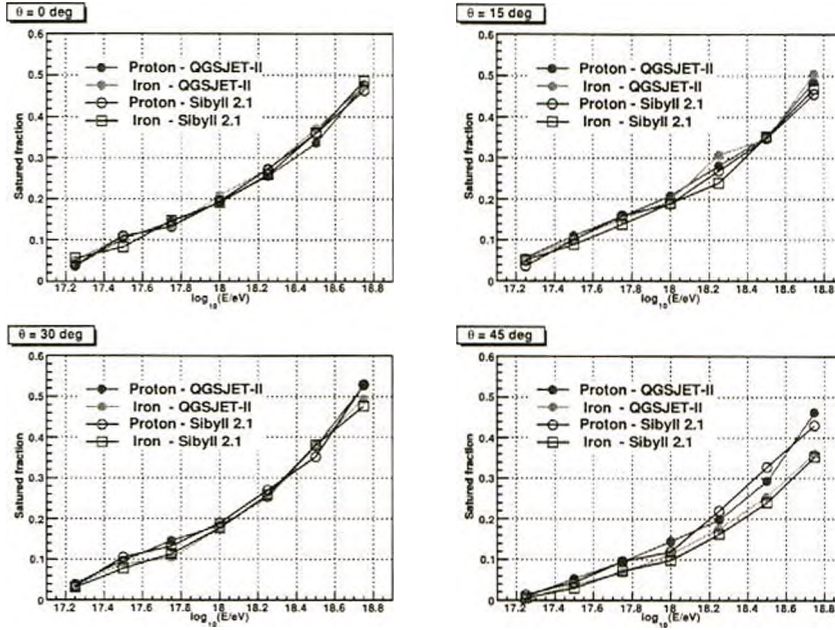


Figura 4.13: Fracción de eventos reconstruidos que tienen al menos una estación saturada en función de la partícula primaria, energía, ángulo cenital y modelo hadrónico.

Finalmente en las figuras 4.10, 4.11 y 4.13 se observa que no hay diferencias significativas entre los valores de eficiencia por considerar simulaciones con diferentes modelos hadrónicos (QGSJET-II-03 y Sibyll-2.1).

4.5. Reconstrucción geométrica

En esta sección se estudia la resolución de la reconstrucción geométrica con el arreglo infill a fin de cuantificar las incertezas en el punto de impacto y la dirección de arribo de la lluvia. El estudio se realiza considerando la distribución residual de los siguientes parámetros:

- $\Delta\theta = \theta_{Rec} - \theta_{Sim}$, diferencia entre ángulo cenital reconstruido y simulado.

- $\Delta\phi = \phi_{Rec} - \phi_{Sim}$, diferencia entre ángulo acimutal reconstruido y simulado.
- $\Delta X = X_{Rec} - X_{Sim}$, diferencia entre la coordenada Este reconstruida y simulada.
- $\Delta Y = Y_{Rec} - Y_{Sim}$, diferencia entre la coordenada Norte reconstruida y simulada.

Para cada una de estas cantidades se determinó el valor medio de la distribución junto con su RMS. Estos resultados son mostrados en las figuras 4.14, 4.15, 4.16 y 4.17 respectivamente.

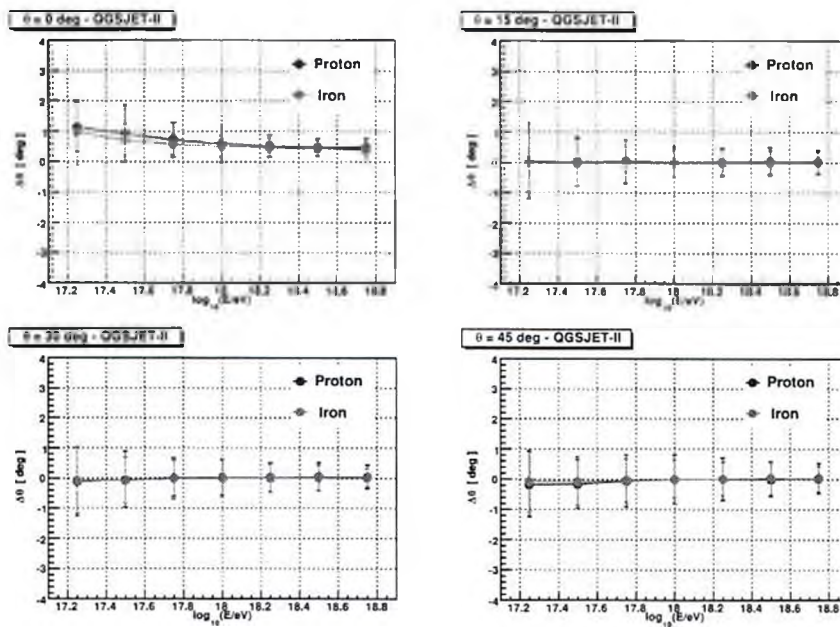


Figura 4.14: Resolución del ángulo cenital en función de la partícula primaria, energía y ángulo cenital para eventos 6T5 sin estaciones saturadas y con modelo hadrónico QGSJET-II-03. Las barras de error corresponden al RMS de la distribución.

Las figuras 4.14, 4.15, 4.16 y 4.17 indican que los parámetros que definen la geometría de la lluvia son reconstruidos sin desviaciones sistemáticas, excepto para $\Delta\theta$ que presenta una desviación de $\sim 1^\circ$ cuando las lluvias son verticales. En cada caso la dispersión indicada por el RMS muestra que sin importar la inclinación, las incertezas se reducen cuando la energía de la lluvia aumenta.

Por otro lado, y como es de esperar, las incertezas en la reconstrucción de las lluvias iniciadas por protones son levemente mayores que las incertezas de las lluvias iniciadas

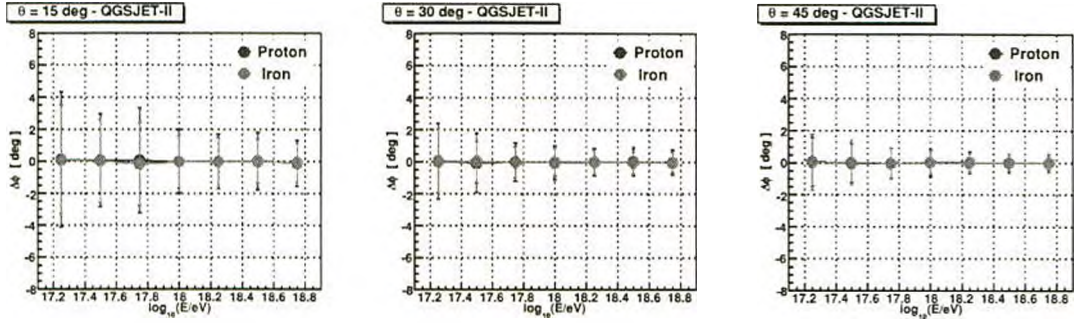


Figura 4.15: Resolución del ángulo acimutal en función de la partícula primaria, energía y ángulo cenital para eventos 6T5 sin estaciones saturadas y con modelo hadrónico QGSJET-II-03. Las barras de error corresponden al RMS de la distribución.

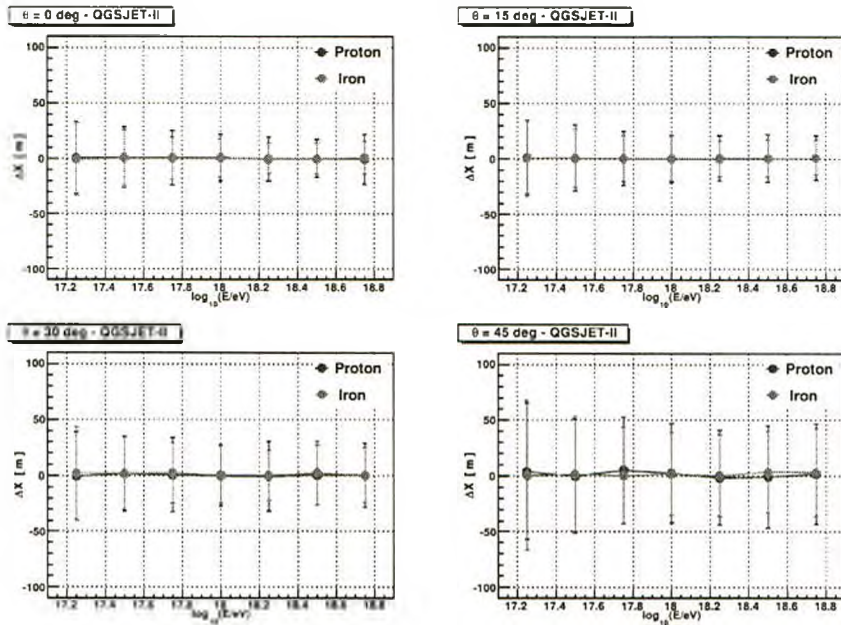


Figura 4.16: Resolución de la coordenada Este en función del primario, energía y ángulo cenital para eventos 6T5 sin estaciones saturadas, con modelo hadrónico QGSJET-II-03. Las barras de error corresponden al RMS de la distribución.

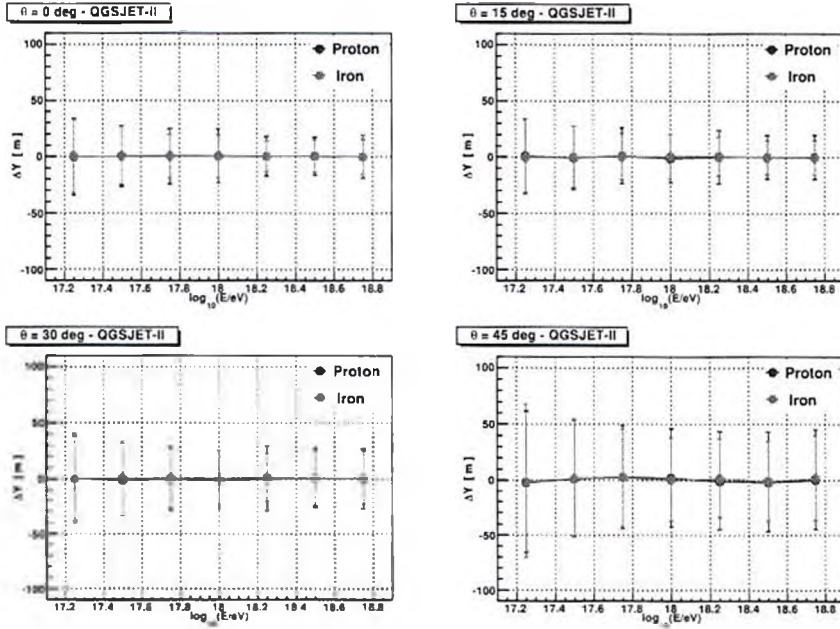


Figura 4.17: Resolución de la coordenada Norte en función del primario, energía y ángulo cenital para eventos 6T5 sin estaciones saturadas, con modelo hadrónico QGSJET-II-03. Las barras de error corresponden al RMS de la distribución.

por hierros, ya que las lluvias de protón tienen mayor fluctuación lluvia a lluvia y menor contenido muónico. Un punto interesante para resaltar es que el RMS de las distribuciones de las coordenadas Este y Norte geográfico (a una misma energía) aumentan a medida que la inclinación de las lluvias es mayor, esto se debe a que la atenuación atmosférica es directamente proporcional a la inclinación de la lluvia, por lo tanto la componente electromagnética sufre mayor atenuación y produce menor señal en las estaciones, afectando la resolución de la reconstrucción del punto de impacto.

Posteriormente se evaluó las cantidades d y ψ definidos como:

- $d = |Core_{Rec} - Core_{Sim}| = \sqrt{(X_{Rec} - X_{sim})^2 + (Y_{Rec} - Y_{sim})^2}$, distancia entre la posición del punto de impacto reconstruido y simulado.
- $\psi = \arccos(Axis_{Rec} \cdot Axis_{Sim})$, ángulo espacial entre el eje de la lluvia reconstruida y simulada

Siguiendo la Ref. [110], en estas distribuciones se realizó un corte considerando el 68 % de eventos en los histogramas junto con un ajuste realizado con la función de

Rayleigh definida como:

$$f(x; \sigma) = \frac{x}{\sigma^2} \exp\left(\frac{-x^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4.2)$$

donde σ es un parámetro de esta función y está relacionado con el valor medio: $Mean = \sigma\sqrt{\pi/2}$ a los efectos de establecer los valores de cobertura de los parámetros que son utilizados para determinar la resolución angular (ψ) y espacial (d). Un ejemplo de este ajuste es mostrado en la figura 4.18.

La resolución del punto de impacto de las lluvias y su resolución angular, considerando eventos 6T5 sin estaciones saturadas, es mostrado en la figuras 4.19 y 4.20 en función de la energía.

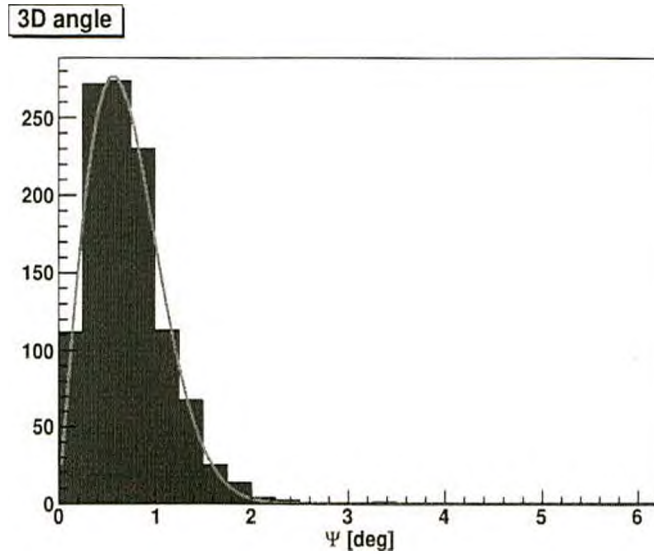


Figura 4.18: Ajuste de la distribución correspondiente al ángulo espacial usando la función Rayleigh para protones con energía de $10^{17,75}$ eV y ángulo cenital de 15° .

En estas figuras se observa que la resolución del punto de impacto, a una misma energía, tiende a deteriorarse cuando la inclinación de la lluvia aumenta. En particular, este comportamiento se observa para $\theta = 45^\circ$, donde a energías mayores que $10^{17,50}$ eV la resolución del punto de impacto pasa de ~ 40 m a 60 m.

Por otro lado, la resolución angular (a una misma energía) prácticamente no cambia cuando la inclinación de la lluvia se incrementa. Para las dos resoluciones, angular y

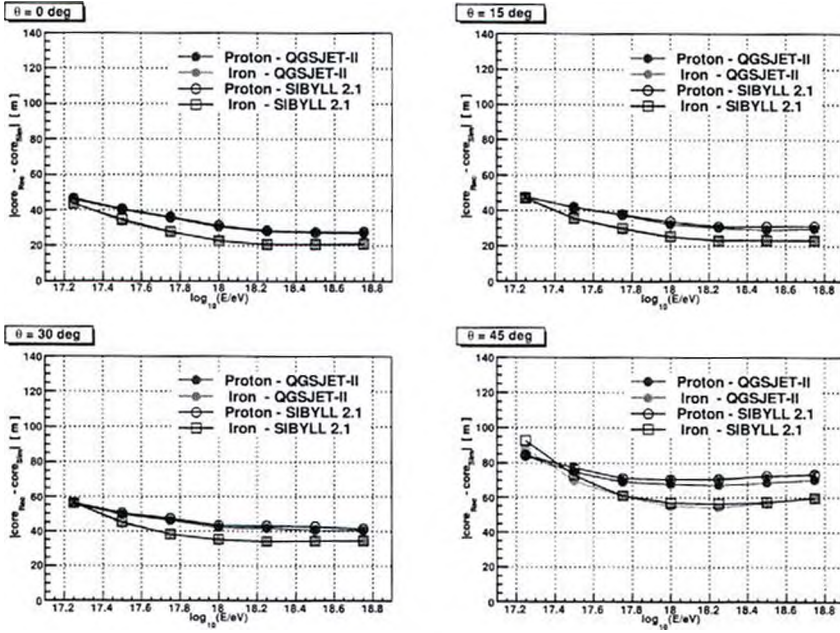


Figura 4.19: Resolución del punto de impacto de las lluvias reconstruidas por el arreglo infill en función de la partícula primaria, energía, ángulo cenital y modelo hadrónico.

del punto de impacto, no se observan diferencias significativas entre los dos modelos hadrónicos considerados.

Finalmente, se comparó la resolución angular del arreglo infill obtenida con simulaciones con la obtenida con datos. Se consideró eventos reconstruidos con ángulos cenitales distribuidos en cuatro bandas angulares: $0^\circ - 10^\circ$, $10^\circ - 20^\circ$, $25^\circ - 35^\circ$, $40^\circ - 50^\circ$. La resolución angular con datos del infill se obtuvo aplicando el mismo método usado para el arreglo principal [111]. Este método considera como variables el ángulo cenital (θ), su error ($d\theta$) y el error del ángulo acimutal ($d\phi$):

$$AR = 1,5 \sqrt{0,5(d\theta^2 + (d\phi \sin \theta)^2)} \quad (4.3)$$

Estos resultados junto con la resolución angular obtenida de las simulaciones se muestran en la figura 4.20. Se observa que los datos están desplazados levemente hacia valores mayores de resolución, pero siguen el mismo comportamiento que las simulaciones. A todas las energías la AR es mejor que 1° , mientras que en las simulaciones la resolu-

ción a las energías más bajas se encuentra entre 1.2° y 1.4° .

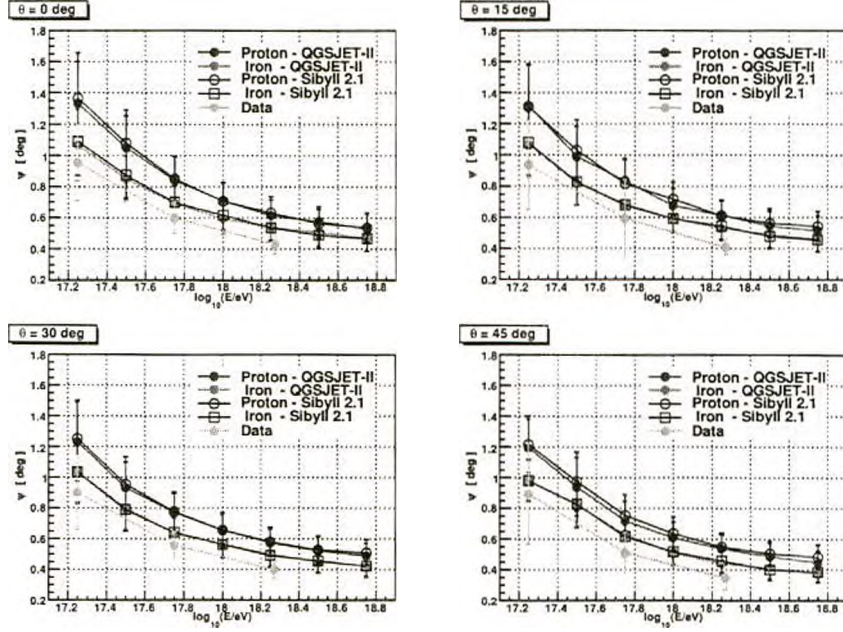


Figura 4.20: Comparación de la resolución angular obtenida mediante simulaciones y datos del arreglo infill.

4.6. Conclusiones del capítulo

Se simularon eventos de SD con el arreglo infill a partir de lluvias generadas con AIREs 2.8.4a en un rango de energías de $10^{17.25}$ eV a $10^{18.75}$ eV e inclinaciones $\theta \leq 45^\circ$. Se consideraron dos tipos de partícula primaria (protón y hierro) y dos modelos hadrónicos (QGSJET-II-03 y Sibyll 2.1).

Para simular y reconstruir los eventos, se modificaron dos módulos (EventGeneratorOG y CentralTriggerSimulatorXb) del Offline.

Se estudió el comportamiento del R_{opt} , la resolución de la señal, la resolución geométrica y la eficiencia de la reconstrucción evaluando el impacto de los eventos con estaciones saturadas. Se encontró que el valor medio de la distribución de R_{opt} es ~ 500 m, un valor cercano a la distancia adoptada oficialmente por el PAO en la re-

construcción de eventos reales (450 m). Como se espera, cuando la energía de la lluvia aumenta, la resolución de la señal mejora. Los parámetros que definen la geometría de las lluvias no muestran una desviación sistemática significativa.

Finalmente, se determinó que el arreglo infill tiene una eficiencia de reconstrucción del 100% a partir de energías $\geq 10^{17.50}$ eV para lluvias con inclinación menor a 45° , donde la resolución del punto de impacto y el ángulo espacial es de ~ 50 m y $\sim 1^\circ$ respectivamente, valores que son independientes del modelo hadrónico considerado.

Los resultados de este trabajo fueron publicados en la Nota Interna 004 del 2012 dentro de la colaboración Auger. Debido a la conexión del trabajo desarrollado en este capítulo con otros, se participó en la publicación de la Nota Interna 013 del 2011, y también en uno de los trabajos publicados en las actas del 33rd International Cosmic Ray Conference, celebrado en Rio de Janeiro (2013).

Capítulo 5

Perfil Lateral de la Componente Electromagnética y la Total de las EAS

5.1. Introducción

La distribución lateral de partículas de una lluvia atmosférica es clave para la observación de los rayos cósmicos con detectores que colectan partículas en la superficie terrestres como se mencionó en el capítulo 2. Una lluvia atmosférica es iniciada por un rayo cósmico de alta energía que colisionando con la atmósfera, crea un gran número de partículas secundarias, que arriban aproximadamente al mismo tiempo y se distribuyen sobre una gran área. El disco de partículas secundarias se puede extender sobre cientos de metros, su máxima densidad se encuentra en el centro del disco, es decir en la dirección del eje geométrico de la lluvia, y por ende a nivel del suelo en el punto de impacto. La distribución de la densidad de partículas dentro del disco de la lluvia puede ser usado para derivar información acerca de la partícula primaria. Debido al bajo flujo de estos eventos, las medidas realizadas sobre las lluvias atmosféricas son llevadas a cabo con arreglos de detectores individuales, que toman muestras del disco de partículas secundarias en distintas posiciones del arreglo [112, 113].

Uno de los parámetros comúnmente utilizados para describir la forma de la distribución de la densidad lateral es el *parámetro de edad lateral de la lluvia* (LSAP¹), que

¹lateral shower age parameter

aparece naturalmente en la función de Nishimura-Kamata-Greisen (NKG) para lluvias electromagnéticas puras [53, 54]. El nombre LSAP expresa la relación entre la forma lateral de la distribución de electrones y la altura donde la lluvia desarrolla el máximo número de partículas. Debido a la naturaleza estadística del desarrollo de las lluvias, la altura donde se desarrolla el máximo está sujeto a fuertes fluctuaciones. Lluvias que han sido iniciadas a menor profundidad en la atmósfera son llamadas viejas y son caracterizadas por un valor de LSAP > 1 . En cambio, lluvias jóvenes son aquellas que han sido iniciadas a mayor profundidad atmosférica, y les corresponde un valor de LSAP < 1 . Además de las fluctuaciones, la altura del máximo desarrollo de la lluvia depende de la energía y del tipo de primario del rayo cósmico primario [24]. Por lo tanto, el LSAP es también sensible a la masa de la partícula primaria [113].

En este capítulo se presenta un estudio de composición química de la partícula primaria calculando el LSAP mediante un ajuste a la distribución de la densidad lateral de partículas secundarias a partir de lluvias atmosféricas simuladas. Para realizar el ajuste se utilizaron dos tipos de funciones: NKG y Linsley [47]. De este ajuste se obtienen a posteriori las distribuciones del LSAP en función del tipo de primario, ángulo cenital y energía de las lluvias. Posteriormente, se evalúa el factor de mérito entre las respectivas distribuciones y se analiza el poder de discriminación en composición que tiene el LSAP. Finalmente, se realiza el mismo estudio considerando la cadena de simulación y reconstrucción de eventos que inciden sobre las estaciones del SD para el arreglo infill, que fue explicado en el capítulo anterior, con el objetivo de evaluar como el LSAP se ve afectado por la resolución finita de los detectores que posee este arreglo.

5.2. Lluvias atmosféricas simuladas

Para este trabajo se utilizaron las mismas lluvias atmosféricas simuladas con AIRES, con el modelo hadrónico QGSJET-II-03, que fueron empleadas en el estudio del capítulo 4.

Usando AIRES se simuló lluvias iniciadas por fotones gamma, a fin de poder considerar tres tipos de primario: protón, hierro y gamma, con ángulos cenitales de: 0° , 15° , 30° y 45° , y tres valores de energía: $10^{17,25}$ eV, $10^{17,50}$ eV y $10^{17,75}$ eV.

Cada conjunto de lluvias (energía, ángulo cenital y partícula primaria) posee un total de 600 lluvias de partículas simuladas.

5.3. Edad lateral de la lluvia

Como ya se mencionó, el LSAP fue introducido de manera natural por primera vez para describir el desarrollo de cascadas electromagnéticas puras. Nishimura-Kamata y Greisen encontraron de manera independiente una función que permite relacionar la distribución lateral de las partículas secundarias de la lluvia con un parámetro al que definieron como edad lateral de la lluvia. Esta función conocida como función NKG, tiene la siguiente forma:

$$\rho(R) = C \frac{N}{R_0^2} \left(\frac{R}{R_0} \right)^{s-2} \left(1 + \frac{R}{R_0} \right)^{s-4,5} \quad (5.1)$$

donde $\rho(R)$ es la densidad de las partículas cargadas (esencialmente e^-/e^+) evaluadas a la distancia R , N es el número total de partículas secundarias, C es la constante de normalización, R_0 es el radio de Molière y s es el parámetro de edad lateral de la lluvia [53, 54].

Desde los años 70, muchos autores han señalado que la función NKG, con un único parámetro de edad lateral, el cuál es constante, no es adecuada para describir la distribución lateral a todas las distancias, esto significa que la edad lateral de la lluvia varía con la distancia [114]. Para contemplar esta característica, Linsley propuso utilizar una función con dos parámetros: α y η [47], dicha función se define como:

$$\rho(R) = C(\alpha, \eta) \frac{N}{R_0^2} \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-\alpha} \left(1 + \frac{R}{R_0} \right)^{-(\eta-\alpha)} \quad (5.2)$$

Esta función posee un comportamiento donde predomina el término de α cuando R tiende a cero, y por η cuando R tiende a distancias muy grandes ($R \gg R_0$).

Ahora bien, para establecer una analogía entre la función de Linsley y la NKG, se debe encontrar una ecuación que relacione el parámetro s con los parámetros α y η . Para

esto se calcula la primera derivada de la ecuación 5.1:

$$\frac{d \ln \rho(r)}{d \ln r} = (s - 2) + \frac{(s - 4,5)r}{(1 + r)}, \quad (5.3)$$

haciendo lo mismo para la función de Linsley (ecuación 5.2), se obtiene:

$$\frac{d \ln \rho(r)}{d \ln r} = -\frac{(\alpha + r\eta)}{(1 + r)}, \quad (5.4)$$

donde $r = R/R_0$ [114]. Para que las ecuaciones 5.1 y 5.2 sean efectivamente iguales, s debe satisfacer:

$$(s - 2) + \frac{(s - 4,5)r}{(1 + r)} = -\frac{(\alpha + r\eta)}{(1 + r)}. \quad (5.5)$$

Por lo tanto, el LSAP efectivo varía con la distancia r como:

$$s(r) = \frac{2 - \alpha + (6,5 - \eta)r}{(1 + 2r)}. \quad (5.6)$$

Una deducción similar se obtiene usando una función NKG modificada en lugar de la función de Linsley. En la referencia [90] la función NKG modificada es definida como:

$$\rho(R) = k \left(\frac{R}{R_s} \right)^{-\beta} \left(1 + \frac{R}{R_s} \right)^{-\beta}, \quad (5.7)$$

donde k es la constante de normalización y $R_s = 5R_0$ es un parámetro de escala. De la ecuación 5.7 se obtiene:

$$\frac{d \ln \rho(r)}{d \ln r} = -\beta - \frac{\beta \left(\frac{r}{5} \right)}{\left(1 + \frac{r}{5} \right)}, \quad (5.8)$$

nuevamente con $r = R/R_0$. Siguiendo los mismos pasos que en el caso anterior, y luego igualando las ecuaciones 5.3 y 5.8, se obtiene el LSAP efectivo:

$$s(r) = \frac{2 - \beta + (6,9 - 1,4\beta)r + (1,3 - 0,4\beta)r^2}{(1 + 2,2r + 0,4r^2)}. \quad (5.9)$$

Esto significa que para obtener el valor de LSAP, se puede usar la ecuación 5.6 ó la ecuación 5.9. Si se usa la ecuación 5.6 se deben encontrar los parámetros α y η , en cambio si se usa la ecuación 5.9 se debe encontrar el parámetro β . En ambos casos estos parámetros pueden ser hallados ajustando, con la respectiva LDF, la distribución de la

densidad lateral de partículas secundarias en la superficie.

En la figura 5.1 se muestra el ajuste de la distribución de la densidad lateral de la componente electromagnética de e^-/e^+ correspondiente a una lluvia simulada con AIRES para un núcleo de hierro, con energía de $10^{17.50}$ eV y ángulo cenital de 15° . En la figura se muestra el ajuste realizado con la función de Linsley. En este caso, se obtienen los siguientes valores de ajuste: $\alpha = 1.66 \pm 0.85$ y $\eta = 3.80 \pm 0.40$. Con estos parámetros, se puede calcular el LSAP a partir de la ecuación 5.6 en función de r , esto es detallado más adelante en este capítulo.

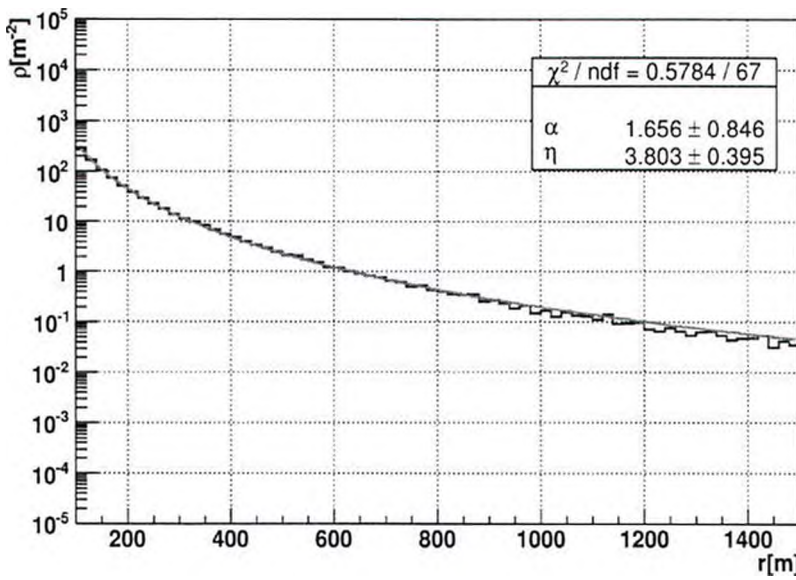


Figura 5.1: Distribución de la densidad lateral de la componente electromagnética de e^-/e^+ de una lluvia simulada con AIRES para un primario de hierro, con energía de $10^{17.50}$ eV y ángulo cenital de 15° . El ajuste fue realizado con la función de Linsley.

En la figura 5.2, se presenta el ajuste de la distribución de la densidad lateral para una lluvia simulada iniciada por un protón, con energía de $10^{17.50}$ eV y ángulo cenital de 15° , en este caso, el ajuste fue realizado con la función NKG, obteniendo del ajuste un valor para β de 2.28 ± 0.07 . Nuevamente, con este valor de β se puede calcular el LSAP en función de r , a partir de la ecuación 5.9.

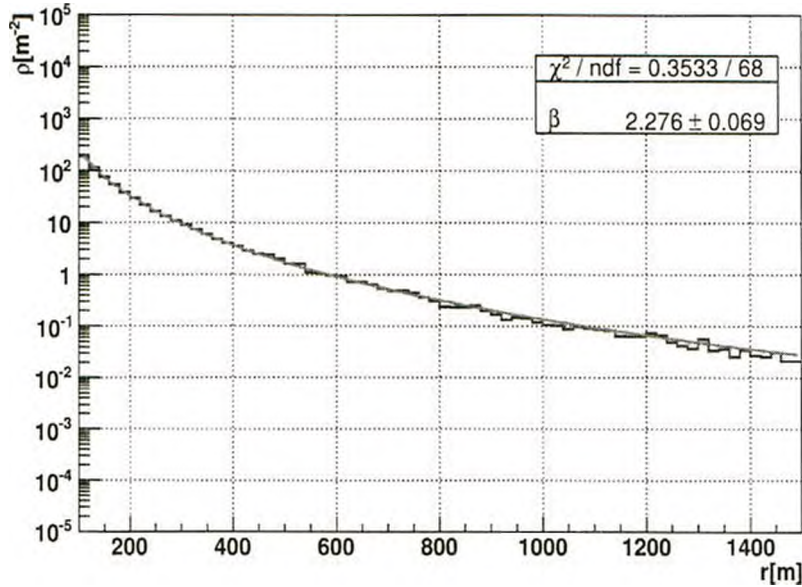


Figura 5.2: Distribución de la densidad lateral de la componente electromagnética de e^-/e^+ de una lluvia simulada con AIREs para un primario de protón, con energía de $10^{17.50}$ eV y ángulo cenital de 15° . El ajuste fue realizado con la función NKG.

5.4. Factor de mérito y composición química: caso $e^\pm$ detector ideal

El objetivo de este capítulo es el de estudiar el poder de discriminación en composición del LSAP considerando únicamente la componente electromagnética $e^\pm$ de las EAS. Para esto se debe evaluar el parámetro “s” a una distancia fija del punto de impacto de la lluvia, donde la fluctuación de la densidad lateral relativa sea mínima [89, 90]. Por este motivo se decidió evaluar la distancia a la cuál se minimizan las fluctuaciones en la LDF, a partir de los residuos de la densidad relativa de partículas. Se escoge para esta distancia un valor de 500 m, ya que como se muestra en la figura 5.3 en ~ 500 m se tiene la mínima fluctuación entre las densidades de partículas de diferentes eventos de un mismo tipo.

Una vez establecida la distancia óptima para evaluar el LSAP, usando las ecuaciones 5.6 y 5.9, se calcula la distribución de este parámetro para cada partícula primaria, energía e inclinación. Las figuras 5.4 y 5.5 muestran dichas distribuciones del LSAP, pa-

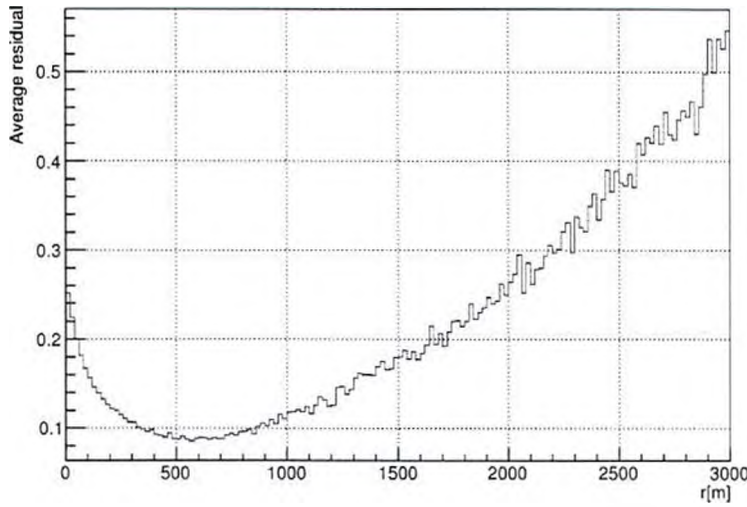


Figura 5.3: Residuo de la densidad relativa promedio electromagnética de 600 lluvias atmosféricas iniciadas por protones con energía de $10^{17.50}$ eV y ángulo cenital de 30° .

ra el caso de 600 lluvias atmosféricas iniciadas por protón, hierro y gamma con energía de $10^{17.50}$ eV, para los cuatro valores de los ángulos cenitales considerados.

Posteriormente para cada ángulo cenital, se calculó el factor de mérito entre las distribuciones de LSAP para protón-hierro y protón-gamma. El factor de mérito se define como:

$$MF = \frac{|\langle A \rangle - \langle B \rangle|}{\sqrt{\sigma_A^2 + \sigma_B^2}}, \quad (5.10)$$

donde $\langle A \rangle$ y $\langle B \rangle$ son los valores medios de las dos distribuciones que se desea comparar, mientras que σ_A y σ_B son sus respectivas desviaciones estándar. Si se considera a la variable aleatoria $x = A - B$, el valor medio de x viene dado por $\langle x \rangle = \langle A \rangle - \langle B \rangle$, y la desviación estándar, si A y B son independientes, está dada por $\sigma(x)^2 = \sigma_A^2 + \sigma_B^2$. Por lo tanto, el MF estima, en valor absoluto, a cuantas veces $\sigma(x)$ está el cero de la diferencia entre los valores medios de A y B . Es decir, que a parámetros con muy poco poder de discriminación les corresponde valores muy chicos de MF.

De las figuras 5.4 y 5.5 se observa que el factor de mérito depende ligeramente de la LDF usada, y también depende del ángulo cenital, ya que el factor de mérito se incrementa a medida que las lluvias son menos inclinadas. Esto significa que, cuando el ángulo cenital aumenta, se incrementa la dificultad para separar los primarios.

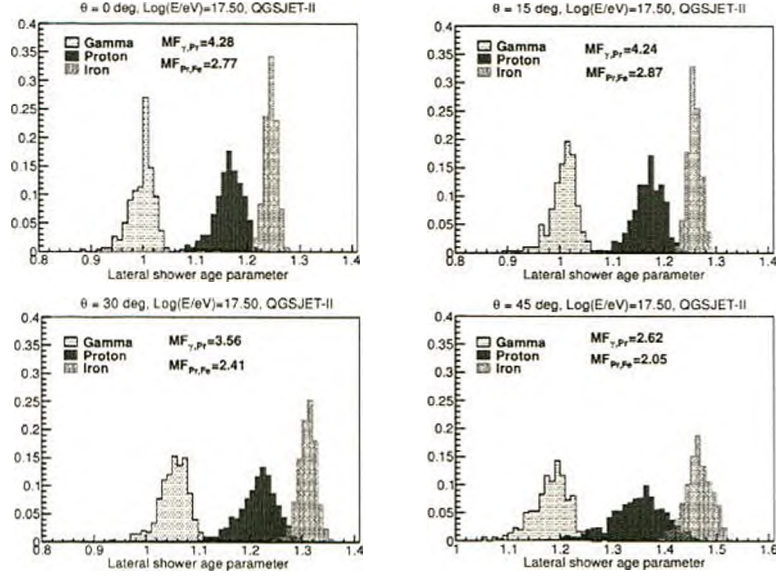


Figura 5.4: Distribuciones del LSAP obtenidas después de ajustar la densidad lateral de la componente electromagnética pura con la función de Linsley para lluvias atmosféricas iniciadas por primarios de gamma (en negro), protón (en azul) y hierro (en rojo) con energía de $10^{17.50}$ eV y ángulos cenitales de 0° , 15° , 30° y 45° .

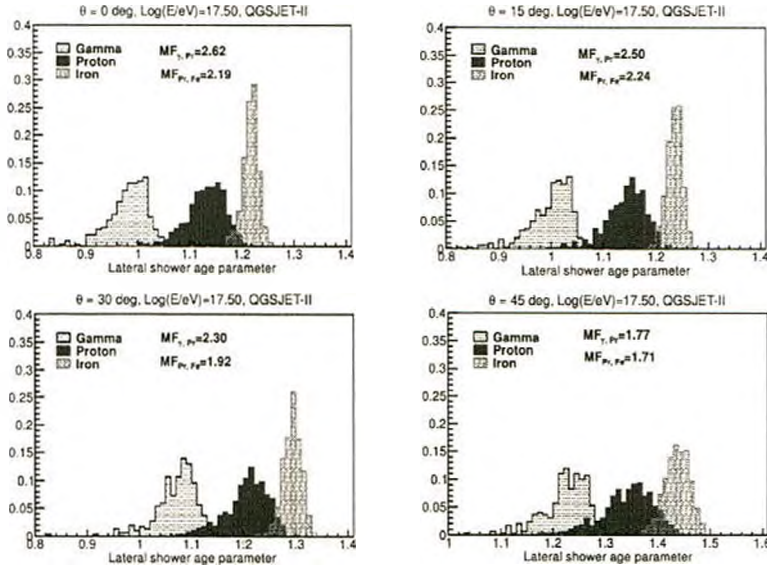


Figura 5.5: Distribuciones del LSAP obtenidas después de ajustar la densidad lateral de la componente electromagnética pura con la función NKG para lluvias atmosféricas iniciadas por primarios de gamma (en negro), protón (en azul) y hierro (en rojo) con energía de $10^{17.50}$ eV y ángulos cenitales de 0° , 15° , 30° y 45° .

De la figura 5.4 se puede ver que los valores de los factores de mérito de las distintas distribuciones son algo mayores a los mostrados en la figura 5.5. Esto significa, en términos de discriminación de masa, que realizar un ajuste con la función de Linsley arroja mejores resultados.

Finalmente, en la figura 5.6 se muestra el factor de mérito en función del ángulo cenital para las tres energías consideradas en este estudio. De la figura se observa que el poder de discriminación entre primarios de gamma y protón es mucho mayor que entre protón y hierro, pero en cualquier caso el factor de mérito es mayor a 2 para todas las combinaciones estudiadas. En esta figura también se observa que el factor de mérito es esencialmente independiente de la energía del rayo cósmico primario, esto es válido entre $10^{17.25}$ eV y $10^{17.75}$ eV. Estos resultados fueron obtenidos usando únicamente la componente electromagnética pura de las lluvias atmosféricas y un detector ideal, en la siguiente sección se hará un estudio similar, pero esta vez considerando todas las componentes de las lluvias atmosféricas y usando detectores Cherenkov tal como los del arreglo infill.

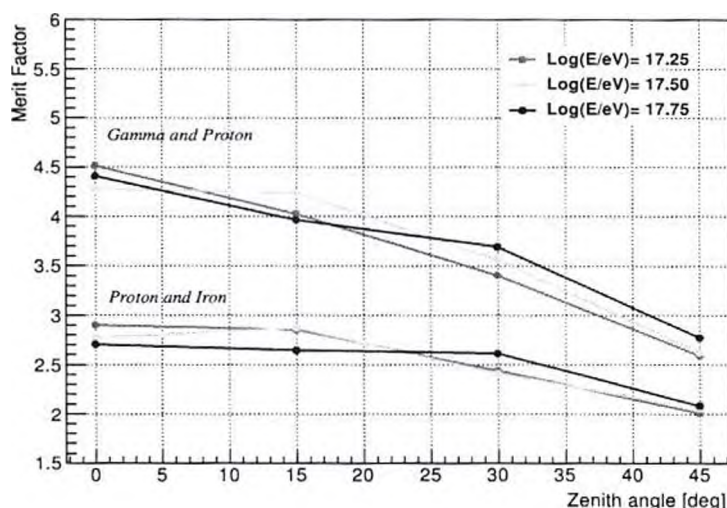


Figura 5.6: Factor de mérito en función de la energía del rayo cósmico primario y el ángulo cenital para las dos combinaciones de discriminación estudiadas (Pr- γ y Pr-Fe). Todos los eventos fueron ajustados con la función de Linsley.

5.5. Factor de mérito y composición química: caso $e^\pm$, γ , $\mu^\pm$ detector real

En los detectores Cherenkov de agua (tal como los SD del infill) la mayor parte de los $e^\pm$ son absorbidos en el agua, contrario a los muones que penetran hasta la profundidad total del detector. A raíz de esto, la señal en los detectores Cherenkov es directamente proporcional a la longitud atravesada por las partículas en el agua, y como los $e^\pm$ son mayormente absorbidos antes de atravesar completamente el tanque, la señal medida no es directamente proporcional al número total de partículas que penetraron al tanque. La fracción de pérdida de energía perdida por los muones y por la componente electromagnética cambia con la distancia al punto de impacto de la lluvia y ha sido determinada experimentalmente [17, 24]. En la figura 5.7 se muestra un cálculo, realizado por el PAO, para la distribución lateral de energía depositada por electrones, gammas, y muones en unidades de VEMs para un primario de protón con energía de 10^{19} eV.

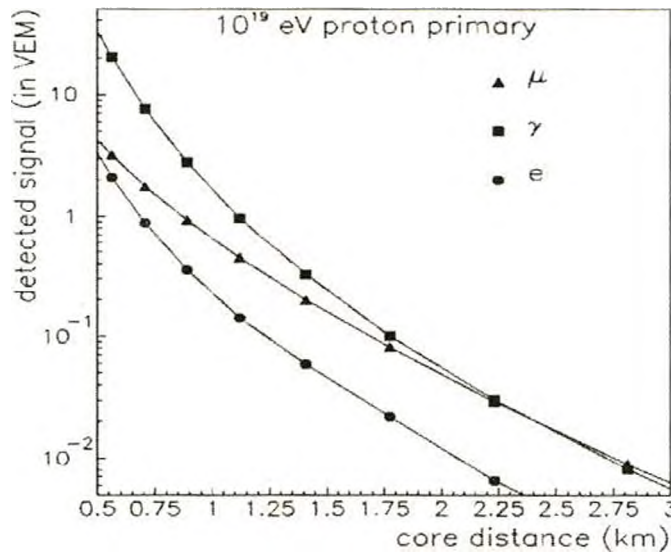


Figura 5.7: Distribuciones laterales de energía depositada por electrones, gammas, y muones en un detector Cherenkov de agua en unidades de VEM simulado con MOCCA con modelo hadrónico Sibyll para un protón de energía 10^{19} eV. Figura extraída de la referencia [24].

Por lo expuesto anteriormente, si bien los detectores Cherenkov no miden el número total de las partículas cargadas como si lo hace un centellador, su señal dependerá en mayor o menor medida del tipo de lluvia, ya que primarios más pesados producirán más muones que los primarios livianos. Por este motivo, a continuación se aplicará el estudio

del LSAP (que como se mostró en la sección anterior es válido y útil para discriminar primarios a partir de la distribución lateral de $e^\pm$), al caso de las distribuciones laterales medidas por el arreglo infill.

En este estudio del parámetro LSAP se evalúa la señal que producen las partículas secundarias en los detectores Cherenkov utilizando EAS simuladas, en la configuración de detectores SD para el arreglo infill, con el objetivo de determinar si es posible discriminar la masa de la partícula primaria usando el parámetro LSAP ó la pendiente β de la función NKG que ajusta los valores de señal medidos por las estaciones SD.

La simulación de eventos registrados con el arreglo infill es idéntica a la indicada en el capítulo 4. En este caso la distribución del punto de impacto de las lluvias se realizo considerando toda el área del infill (ver figura 4.1).

Se simuló un total de 900 eventos para cada tipo de primario, con energía de $10^{17.75}$ eV y ángulo cenital de 15° . La figura 5.8 muestra la reconstrucción de uno de los eventos simulados. En la figura 5.8 (izquierda) se observa el mapa de los detectores del infill con las estaciones disparadas en distintos colores y tamaños de círculo según la intensidad de la señal. La figura 5.8 (derecha) muestra el ajuste de la señal medida por las estaciones (en VEMs) en función de la distancia al eje de la lluvia. La estrella roja indica el valor de $S(450)$ que es el parámetro usado como el estimador de la energía.

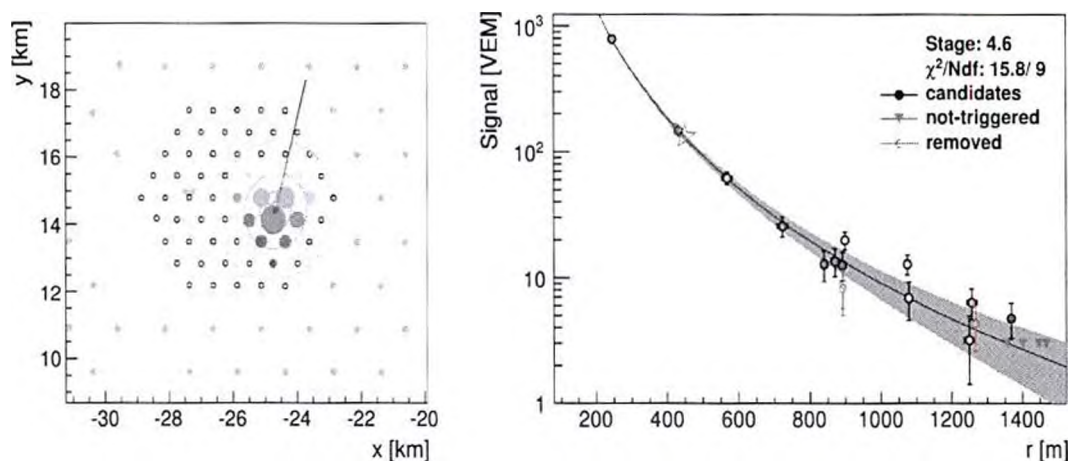


Figura 5.8: Mapa de estaciones disparadas para un evento simulado sobre el infill (izquierda). Cada circunferencia vacía representa un detector, el color y el tamaño de los círculos llenos refleja la intensidad de la señal en la estación disparada. Los valores de señal medidos por las estaciones SD se ajustan con la función NKG (derecha).

En la ecuación 5.11, se presenta la función NKG utilizada para el ajuste de la LDF, la cuál se encuentra implementada en el Offline, y es ligeramente distinta a la mostrada en la ecuación 5.7 pues está optimizada para el arreglo infill. La LDF de cada evento fue reconstruida dejando libres los parámetros β y $S(450)$.

$$S(r) = S(450) \left(\frac{r}{450} \right)^\beta \left(\frac{r + 700}{450 + 700} \right)^\beta. \quad (5.11)$$

En la figura 5.9 se observan los histogramas con los respectivos valores del parámetro β obtenidos del ajuste con la ecuación 5.11. La eficiencia de reconstrucción de eventos con este parámetro libre ronda el 97 % para protones y hierros, y 22 % para gammas. Posteriormente para las respectivas distribuciones se calculó el factor de mérito, cuyos valores son mostrados en esta misma figura. Para protón-gamma se tiene un factor de mérito 0,36 y para protón-hierro un factor de mérito de 0,20. Esto significa que la capacidad de discriminación con este parámetro es muy baja.

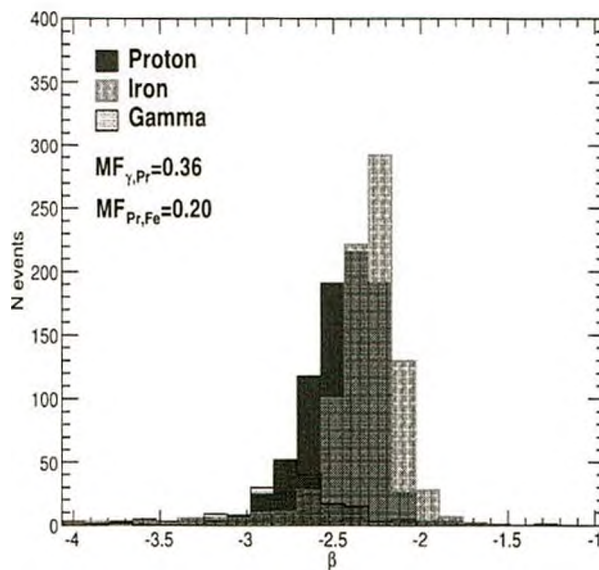


Figura 5.9: Distribuciones del parámetro β correspondiente a una función NKG, obtenidas mediante un ajuste numérico. Eventos simulados usando lluvias atmosféricas con energía de $10^{17.75}$ eV y ángulo cenital de 15° .

Usando estos eventos, se calculó el LSAP siguiendo el método presentado en la sección 5.3. Para evaluar el LSAP se estableció como distancia de referencia el valor de 450 m, la cuál es la distancia adoptada por el PAO para el arreglo infill. En la figura 5.10 se muestran las distribuciones del LSAP de los eventos correspondientes a los tres primarios con energía de $10^{17.75}$ eV y ángulo cenital de 15° . Debido a que se tiene una dependencia directa del LSAP con la pendiente β , las distribuciones de β y las de LSAP presentan similar comportamiento, es decir baja capacidad de discriminación. Por este motivo, a continuación nos enfocamos únicamente en el parámetro β con el objetivo de determinar si es posible mejorar su poder de discriminación.

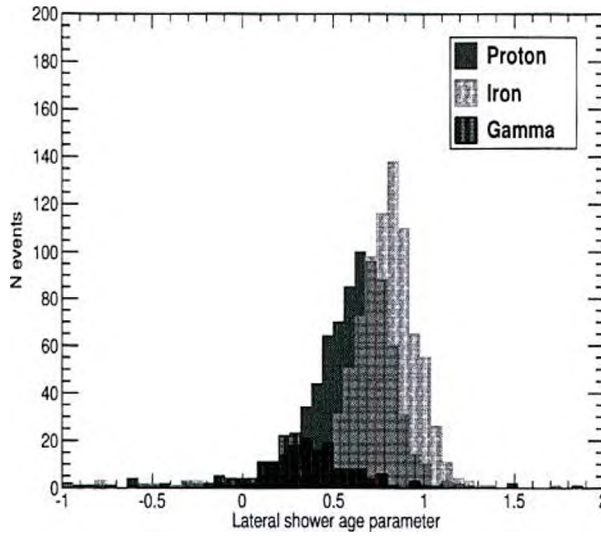


Figura 5.10: Distribuciones del LSAP obtenidas a partir del ajuste de la pendiente β de la función NKG. Correspondiente a eventos simulados usando lluvias atmosféricas con energía de $10^{17.75}$ eV y ángulo cenital de 15° .

5.5.1. Parámetro β en función del r_{hot}

Como se estableció en la sección anterior las distribuciones del parámetro β no permiten de buena manera, con el infill, discriminar entre diferentes tipos de primarios. Cuantitativamente, esto se ve de los factores de mérito, ya que tanto para el caso de protón-gamma como para el de protón-hierro los factores de mérito son menores que 1. Para intentar mejorar el poder de discriminación del parámetro β se estudió su depen-

dencia con la distancia a la estación con máxima señal (r_{hot}).

En la figura 5.11 (izquierda) se muestra la pendiente β en función de r_{hot} para eventos simulados por protones con energía de $10^{17.75}$ eV y ángulo cenital de 15° . Se observa que a distancias menores de ~ 150 m el parámetro β toma valores demasiado altos, que afectan sustancialmente la media y dispersión de la distribución, de manera tal que se deteriora la capacidad de discriminación entre diferentes primarios. Para evitar estos valores de β , es pertinente considerar aquellos eventos con $r_{hot} \geq 150$ m. Por otro lado, en la figura 5.11 (derecha) se observa que una vez aplicado el corte, los valores de $-\beta$ pasan a estar entre: $2 < \beta \leq 3$.

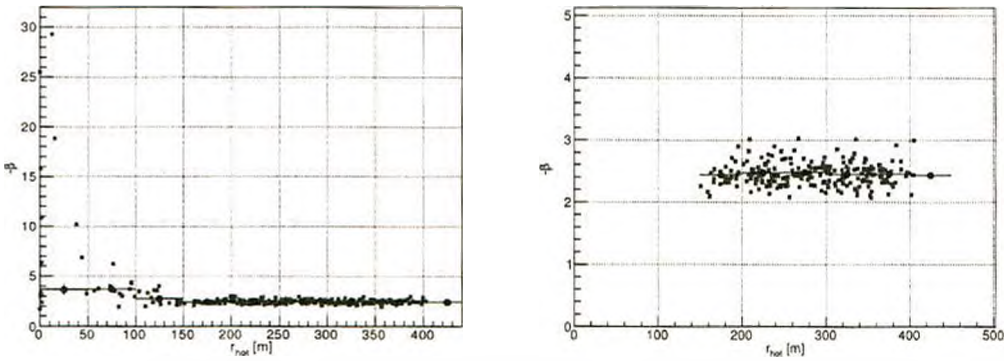


Figura 5.11: Parámetro $-\beta$ correspondiente a la NKG, en función de la distancia a la estación con máxima señal. Eventos simulados con primarios de protón con energía de $10^{17.75}$ eV y ángulo cenital de 15° .

Después de aplicar el corte en r_{hot} sobre los eventos simulados, se evaluaron nuevamente las distribuciones de β . En la figura 5.12 se muestran dichas distribuciones para los diferentes primarios. Con el corte en r_{hot} los factores de mérito se incrementan, pasando de 0,36 a 1,04 (incremento de 189 %) para protón-gamma y de 0,20 a 0,64 (incremento de 220 %) para protón-hierro.

Si bien este corte aumenta el valor de los factores de mérito, el incremento es insuficiente como para producir valores del factor de mérito ~ 2 , que es necesario para tener una buena separación entre primarios.

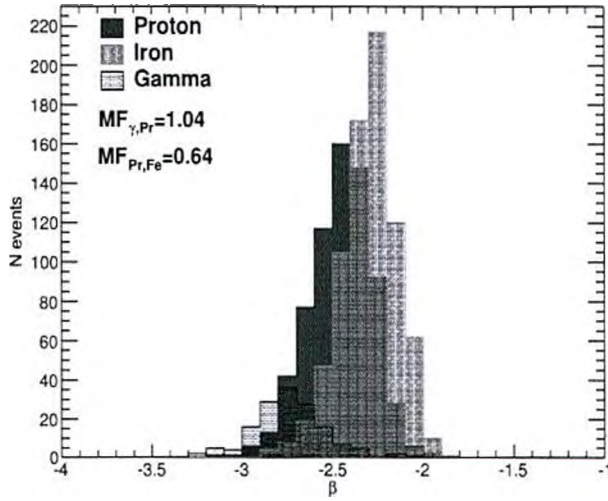


Figura 5.12: Distribuciones del parámetro β para la función NKG, obtenidas mediante un ajuste numérico con un corte en la distancia de 150 m a la estación con máxima señal. Eventos simulados de energía de $10^{17.75}$ eV y ángulo cenital de 15° .

5.6. Conclusiones del Capítulo

En este capítulo se realizó un estudio del poder de discriminación en composición química del arreglo infill usando lluvias atmosféricas simuladas con AIRES, modelo hadrónico QGSJET-II-03, primarios de gamma, protón y hierro con energías de $10^{17.25}$ eV, $10^{17.50}$ eV y $10^{17.75}$ eV. Independientemente de la LDF que se use para realizar el ajuste, se puede ver que las distribuciones del LSAP muestran una buena separación entre primarios pesados y livianos cuando se usa únicamente la componente de $e^\pm$ de las lluvias atmosféricas. También se observó que el factor de mérito tiende a disminuir cuando el ángulo cenital aumenta, independientemente de la energía del primario.

Al realizar el mismo estudio usando simulaciones de eventos con todas las componentes de la lluvia convolucionadas con la respuesta de los detectores SD del infill, se observa que el parámetro β , del cuál depende directamente el LSAP, no es suficiente para poder discriminar la masa de rayos cósmicos debido a que los factores de mérito son ~ 1 .

Los resultados de este trabajo han sido publicados en las actas del 33rd International

Cosmic Ray Conference, celebrado del 2 al 9 Julio del 2013 en Rio de Janeiro (Brazil).

Capítulo 6

Perfil Lateral de la Componente Muónica de las EAS

6.1. Introducción

Es conocido que la componente muónica de las lluvias atmosféricas lleva información acerca de la identidad de la partícula primaria [115]. En este capítulo, a diferencia del anterior, se considerará un detector sensible exclusivamente a la componente muónica de las EAS. Primero se utilizará un detector ideal y luego se aplicará el análisis a un detector real tal como los contadores de muones de AMIGA. Se estudiará dos parámetros que son sensibles a la composición química del primario: la pendiente de la distribución lateral y la densidad de muones a una distancia de referencia respecto del punto de impacto de la lluvia. La idea fundamental es que las lluvias originadas por núcleos pesados producen más muones que los livianos, por lo tanto la densidad de muones absoluta medida a una misma distancia será mayor para un núcleo pesado, pero su MLDF menos pronunciada ya que estas lluvias se desarrollan a mayor altitud.

En el presente capítulo, se estudia la dependencia de los dos parámetros antes mencionados con la composición química del primario usando EAS simuladas con AIRES [56] y CORSIKA [57]. Primero, considerando distintos modelos hadrónicos, se mostrará la pendiente β obtenida a través del ajuste de la densidad lateral de muones

con la MLDF¹ que fue utilizada por el experimento KASCADE-Grande [116]. También se obtendrá la densidad lateral de muones medida a la distancia donde las fluctuaciones de la MLDF son mínimas. Los dos parámetros serán estudiados en la superficie y bajo tierra. En un segundo lugar, se mostrará las distribuciones de la pendiente β y la densidad de muones para cada partícula primaria, ángulo cenital y energía considerada. A las respectivas distribuciones, se les calculará el factor de mérito, y se analizará el poder de discriminación de cada uno de los parámetros estudiados. Finalmente, se incluirá la respuesta del detector de muones de AMIGA con el fin de evaluar como se ve afectado el poder de discriminación de los dos parámetros anteriormente mencionados.

6.2. Lluvias atmosféricas simuladas

Para este capítulo se utilizaron las mismas lluvias atmosféricas simuladas con AIRES y modelo hadrónico QGSJET-II-03 que fueron empleadas en los estudios de los capítulos anteriores. Adicionalmente, se simularon lluvias con el programa CORSIKA 7.3700 [57] usando los modelos hadrónicos actualizados QGSJET-II-04 [61] y EPOS-LHC [62].

Usando CORSIKA se simuló lluvias iniciadas por tres tipos de primario: protón, hierro y gamma, con ángulos cenitales de: 0° , 15° , 30° y 45° , y tres valores de energía: $10^{17.25}$ eV, $10^{17.50}$ eV y $10^{17.75}$ eV.

Cada conjunto de lluvias (energía, ángulo cenital, partícula primaria y modelo hadrónico) posee un total de 120 lluvias simuladas.

6.3. Parámetros β y $\rho_\mu(500)$

La información de las partículas simuladas con AIRES y CORSIKA es accesible a nivel del suelo. A partir de esta información se procedió a calcular la densidad de partículas en función de r . Debido a esto, a partir de la información cruda de AIRES y CORSIKA se evaluó la densidad lateral de muones de cada lluvias con la MLDF de

¹Muon Lateral Distribution Function

KASCADE-Grande [116]:

$$\rho_\mu(r) = N_\mu \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-\alpha} \left(1 + \frac{r}{r_0} \right)^{-\beta} \left(1 + \left(\frac{r}{10r_0} \right)^2 \right)^{-\gamma}, \quad (6.1)$$

donde r es la distancia al punto de impacto en el plano de la lluvia. Los valores de α , γ y r_0 fueron fijados en 0,75, 3 y 320 m, respectivamente de acuerdo a KASCADE-Grande. N_μ y β son los parámetros libres que se desea obtener mediante el ajuste numérico.

La densidad lateral de muones en la superficies de la tierra fue utilizada como input para hacer la propagación de los muones a una profundidad de 2,5 m bajo tierra. Como la capa de tierra es un blindaje para la componente electromagnética de la EAS, únicamente los muones con energía mayor a ~ 1 GeV arriban a la profundidad deseada. Para cada lluvia simulada, la pendiente β y la densidad de muones a 500 m del punto de impacto ($\rho_\mu(500)$) fueron obtenidos mediante una minimización numérica con la ecuación 6.1. Para las energías consideradas, la distancia de 500 m es cercana a la distancia donde las fluctuaciones sobre la MLDF son minimizadas si no es considerada la respuesta del detector de muones. No obstante, como se vera en la sección 6.5 hay un amplio rango de distancias con similares valores de fluctuaciones.

6.4. Propagación de muones a través del suelo

Los muones pierden una fracción de su energía cuando se propagan a través del suelo, principalmente debido a efectos de ionización. Por lo tanto, se asume como primera aproximación que la pérdida de energía es proporcional a la longitud de la trayectoria del muon, y que esta es constante con la energía. Bajo esta hipótesis la energía de un muon que viaja una distancia x a través del suelo es:

$$E_\mu(x) = E_{\mu 0} - \alpha \rho x, \quad (6.2)$$

donde $E_{\mu 0}$ es la energía inicial del muon, $\rho = 1,8 \times 10^6 \text{ g m}^{-3}$ es la densidad del suelo considerando la roca estándar y $\alpha = 1,808 \times 10^{-7} \text{ GeV m}^2 \text{ g}^{-1}$ es la fracción de energía perdida por el muon por profundidad del gramaje atravesado en la roca [115].

En la figura 6.1 (izquierda) se muestra el ajuste de la densidad lateral de muones para una lluvia atmosférica vertical iniciada por un protón con energía de $10^{17.75}$ eV y modelo hadrónico QGSJET-II-03. En este caso, los valores de las pendientes son $\beta = 2,44 \pm 0,38$, y $\beta = 2,93 \pm 0,49$, y los valores de la densidad son $\rho_\mu(500) = 0,81 \pm 0,12 \text{ m}^{-2}$, y $\rho_\mu(500) = 0,48 \pm 0,07 \text{ m}^{-2}$, en la superficie, y 2,5 m bajo tierra, respectivamente.

Para validar la aproximación de pérdida de energía por ionización, se usó el programa GEANT4 para realizar una simulación completa, es decir teniendo en cuenta todos los procesos físicos involucrados, de la propagación de las partículas que arriban a diferentes profundidades. Como se ve en la figura 6.1 ambos resultados son equivalentes porque el principal mecanismo de pérdida de energía es la ionización.

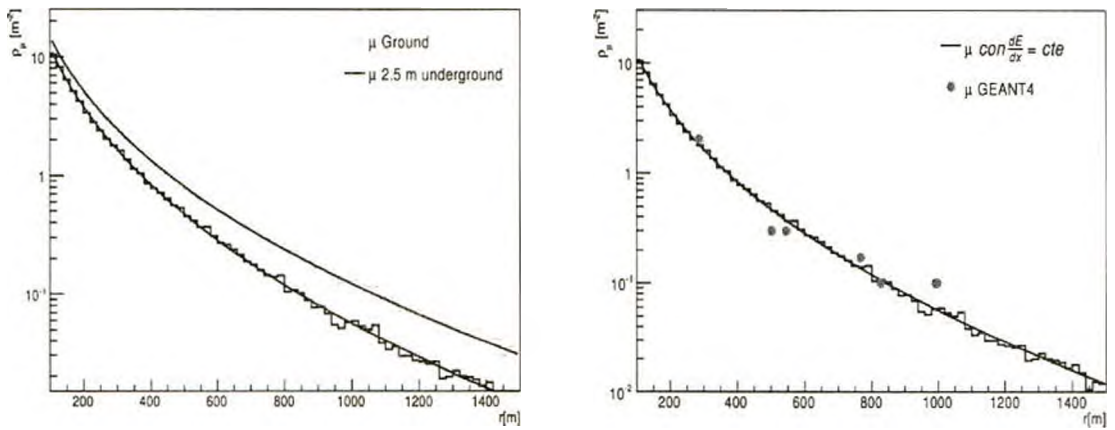


Figura 6.1: MLDF de una lluvia vertical iniciada por un protón con energía $10^{17.75}$ eV, en la superficie y a 2,5 m de profundidad. La propagación de muones fue realizada usando la aproximación de pérdida de energía por ionización (izquierda). Usando GEANT4 se realizó una simulación completa de la propagación de partículas arribando a 2,5 m bajo tierra (derecha). Los puntos calculados con GEANT4 son consistentes con la aproximación usada.

6.5. Distribuciones de los parámetros β y $\rho_\mu(500)$

Para cuantificar el poder de discriminación de la masa del primario en función de los parámetros β y $\rho_\mu(500)$, se calcularon las distribuciones de estos parámetros de acuerdo al tipo de primario, energía, ángulo cenital, y modelo hadrónico tanto en la superficie

como bajo tierra a 2,5 m de profundidad.

En las figuras 6.2 y 6.3 se muestran estas distribuciones para el parámetro β . Las dos figuras corresponden a lluvias simuladas con los tres primarios, energía de $10^{17,75}$ eV, y ángulos cenitales de 0° y 45° . El poder de discriminación se mide como se indicó en el capítulo 5 calculando el factor de mérito entre las distribuciones, el cual ya fue definido en la ecuación 5.10. Los correspondientes factores de mérito entre distribuciones se muestran insertos en cada una de estas figuras. Se puede ver que los factores de mérito de la figura 6.3 son levemente mayores a los mostrados en la figura 6.2 para el caso de protón-hierro. Esto significa que el parámetro β tiene levemente mayor poder de discriminación entre primarios de protón y hierro, si es calculado a 2,5 m bajo tierra. Estas mismas figuras indican que la separación entre protón y gamma mejora notablemente con la profundidad para lluvias verticales y se deteriora significativamente para las lluvias inclinadas.

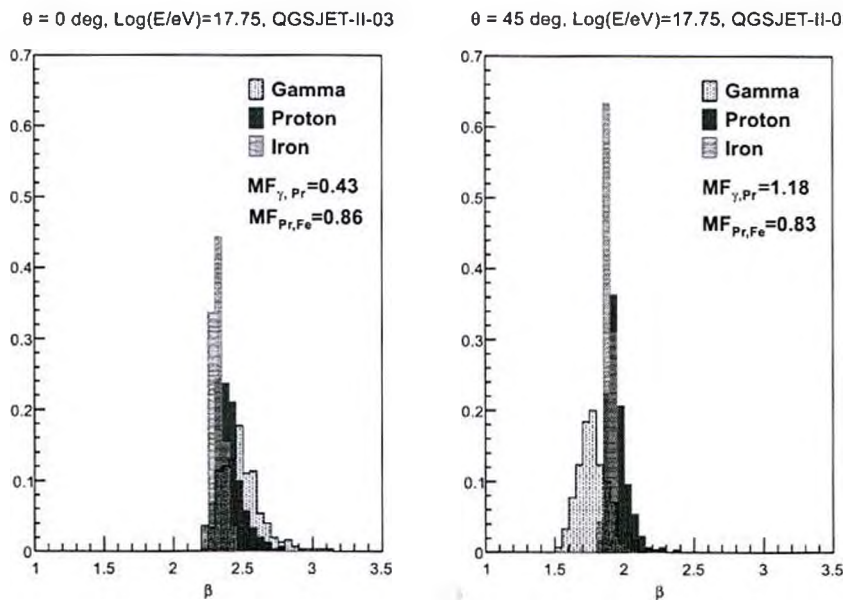


Figura 6.2: Distribuciones del parámetro β correspondiente a 120 EAS con densidad lateral de muones medida en la superficie. Con ángulo cenital de 0° (izquierda) y 45° (derecha). Los dos casos corresponden a primarios con energía de $10^{17,75}$ eV y modelo hadrónico QGSJET-II-03.

Análogamente para estudiar la densidad de muones, se adoptó la distancia al punto

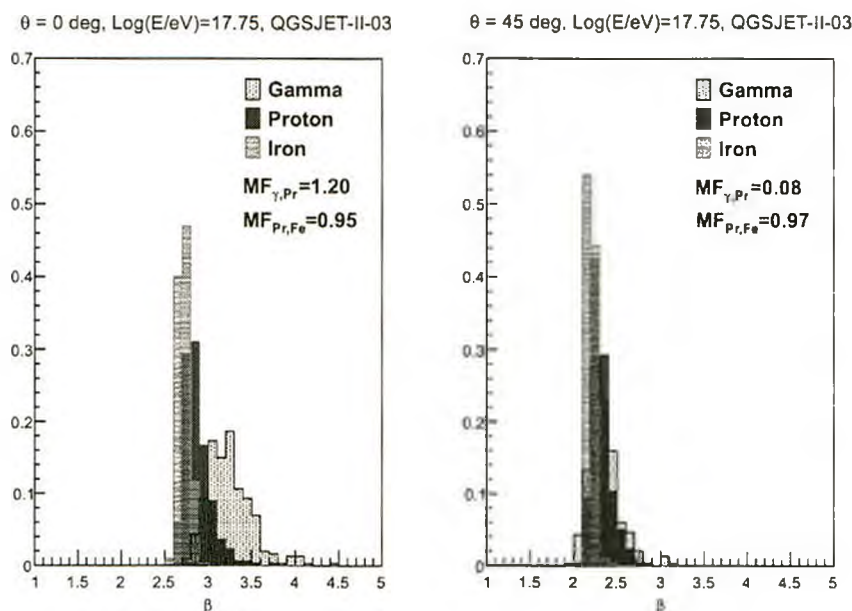


Figura 6.3: Distribuciones del parámetro β correspondiente a 120 EAS con densidad lateral de muones medida a 2,5 m bajo tierra. Con ángulo cenital de 0° (izquierda) y 45° (derecha). Los dos casos corresponden a primarios con energía de $10^{17.75}$ eV y modelo hadrónico QGSJET-II-03.

de impacto donde las fluctuaciones de la MLDF son mínimas [89,90]. En la figura 6.4 se muestra que hay un amplio rango de distancias con similares valores de fluctuaciones, siendo ~ 500 m la distancia con mínimas fluctuaciones, este resultado no incluye la respuesta de un detector de muones, por esta razón 500 m es la distancia que se adopta para calcular la densidad de muones.

Establecida la distancia óptima, se realizan las distribuciones del parámetro $\rho_\mu(500)$. En las figuras 6.5 y 6.6 se muestran estas distribuciones tanto en la superficie como a 2,5 m bajo la tierra. Estas figuras corresponden a los tres tipos de primarios, con energía de $10^{17.75}$ eV, y ángulo cenital de 0° y 45° . Los valores de los factores de mérito se muestran insertos en las respectivas figuras. De los factores de mérito se puede ver que el poder de discriminación del parámetro $\rho_\mu(500)$ aumenta cuando es calculado a la profundidad de 2,5 m bajo tierra, excepto para el caso de lluvias verticales de protón-gamma, donde el factor de mérito se deteriora levemente cuando $\rho_\mu(500)$ es calculado bajo tierra.

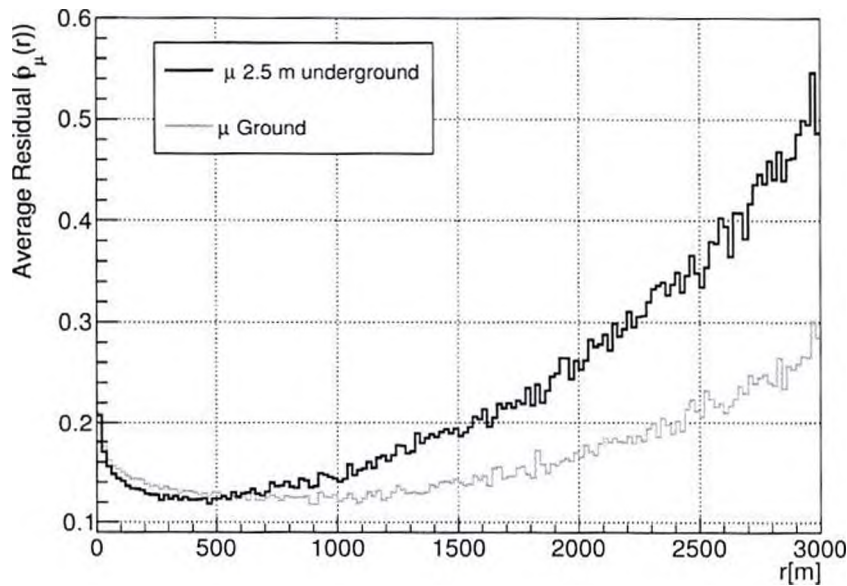


Figura 6.4: Residuo promedio de $\rho_\mu(r)$ para 120 lluvias iniciadas por protón con energía de $10^{17,50}$ eV y ángulo cenital de 30° calculado en la superficie y a 2,5 m de profundidad.

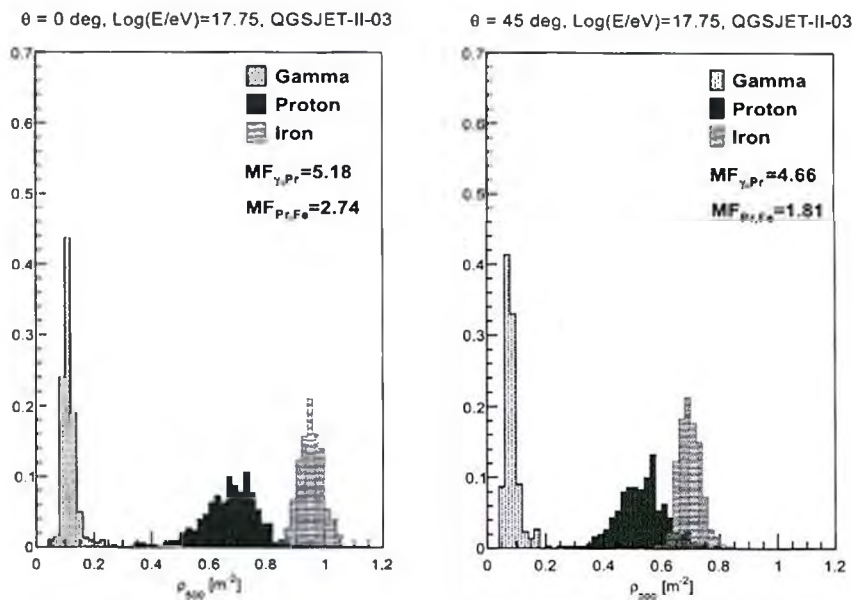


Figura 6.5: Distribuciones del parámetro $\rho_\mu(500)$ correspondiente a 120 EAS con densidad lateral de muones medida en la superficie de la tierra correspondiente a lluvias con ángulos cenitales de 0° (izquierda) y 45° (derecha). Con energía de $10^{17,75}$ eV y modelo hadrónico QGSJET-II-03.

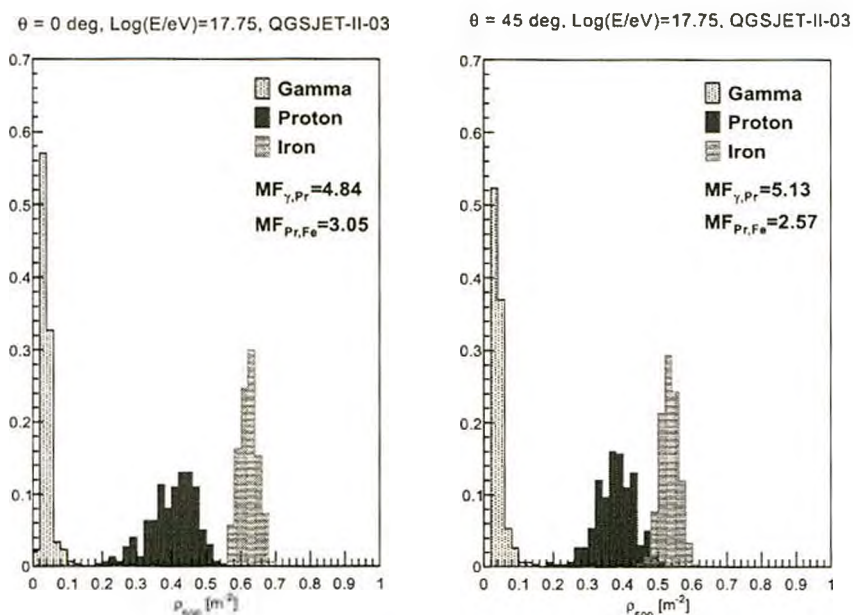


Figura 6.6: Distribuciones del parámetro $\rho_\mu(500)$ correspondiente a 120 EAS con densidad lateral de muones medida a 2,5 m de profundidad correspondiente a lluvias con ángulos cenitales de 0° (izquierda) y 45° (derecha). Con energía de $10^{17.75}$ eV y modelo hadrónico QGSJET-II-03.

6.6. Factor de mérito y discriminación de masa:

Detector ideal

El principal objetivo de este estudio es conocer la dependencia del factor de mérito calculado a partir de las distribuciones de los parámetros β y $\rho_\mu(500)$, y establecer como es su dependencia con el modelo hadrónico, energía y ángulo cenital.

En la figuras 6.7 y 6.8 se muestran los resultados para las distribuciones de protón-gamma y protón-hierro a 2,5 m de profundidad, respectivamente. En esta figura se puede ver que el poder de discriminación del parámetro β no es bueno ya que el factor de mérito es ~ 1 . Por otro lado, el parámetro $\rho_\mu(500)$ presenta valores de factor de mérito mayores a 2, esto significa que éste parámetro tiene mucho más potencial para discriminar la masa de los rayos cósmicos. En este caso además, el factor de mérito es prácticamente independiente de la energía, el ángulo cenital, y modelo hadrónico.

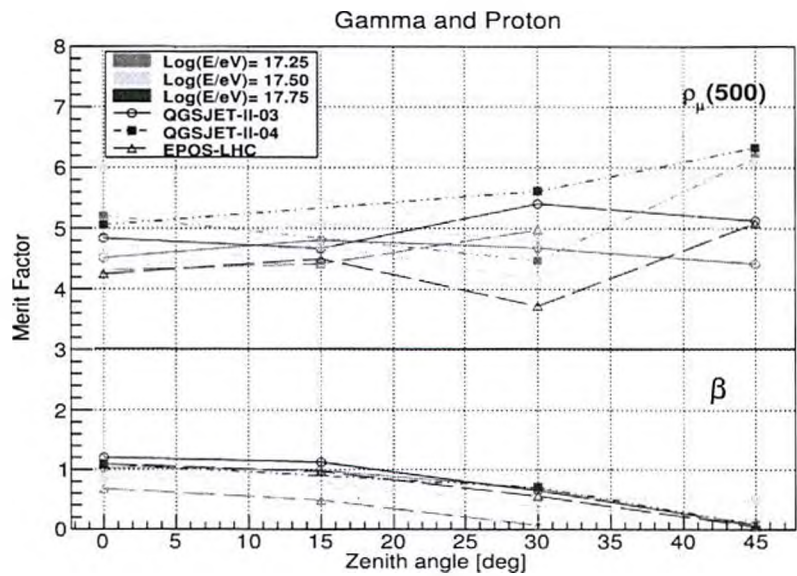


Figura 6.7: Factor de mérito de los parámetros $\rho_\mu(500)$ y β , calculados para las distribuciones de proton-gamma a una profundidad de 2,5 m bajo tierra, en función de la energía del primario, ángulo cenital y modelo hadrónico considerado.

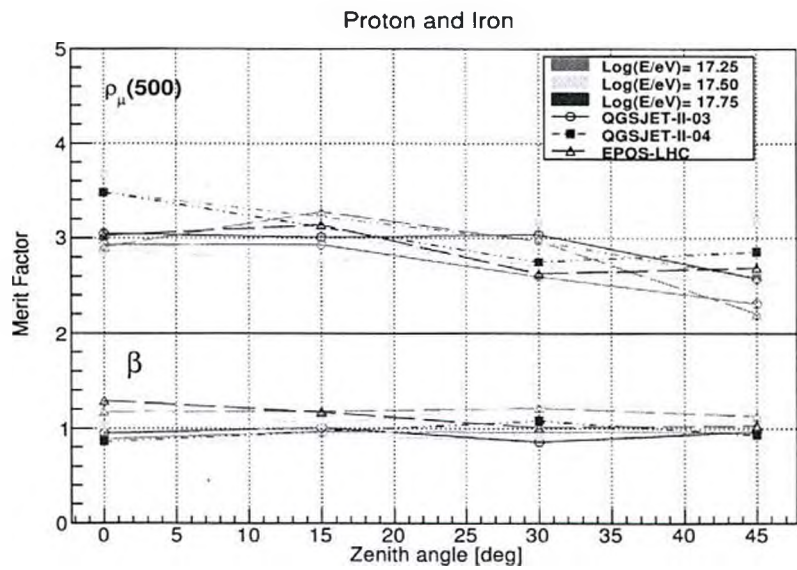


Figura 6.8: Factor de mérito de los parámetros $\rho_\mu(500)$ y β , calculados para las distribuciones de proton-hierro a una profundidad de 2,5 m bajo tierra, en función de la energía del primario, ángulo cenital y modelo hadrónico considerado.

6.7. Factor de mérito y discriminación de masa:

Detector real

Anteriormente se estudió los parámetros β y $\rho_\mu(500)$ usando directamente la densidad lateral de partículas secundarias en el plano perpendicular al eje de la lluvia a partir de EAS simuladas donde no se considero la respuesta de los detectores. Ahora la idea es incluir la respuesta de los detectores de muones (MD) de AMIGA, considerando seis estaciones formando un hexágono, junto a un séptimo detector posicionado en la mitad del hexágono, todos ellos enterrados a 2,5 m de profundidad. Una vez incluidos los detectores MD, se realiza una simulación completa de eventos, y se cuantifica la capacidad de discriminación de la masa del primario usando los parámetros antes mencionados.

Se simuló un total de 70 eventos para cada tipo de primario (protón y hierro), con energía de $10^{19.40}$ eV y ángulo cenital de 7° . La figura 6.9 muestra la reconstrucción de uno de los eventos simulados. En la figura 6.9 (izquierda) se observa el mapa de los detectores MD del infill con los detectores disparados, donde el tamaño de círculo es proporcional al número de muones. La figura 6.9 (derecha) muestra el ajuste de la densidad de muones medida por los detectores en función de la distancia al eje de la lluvia.

El ajuste de la distribución de muones se realiza con una MLDF cuya forma funcional es tomada de KASCADE-Grande, la cual se muestra en la figura 6.1, esta función se encuentra implementada y optimizada en Offline para los contadores de muones de AMIGA. La MLDF de cada evento fue reconstruida dejando libres los parámetros β y $\rho_\mu(450)$ durante el proceso de minimización.

En la figura 6.10 se observan los histogramas con los respectivos valores del parámetro β obtenidos del ajuste con la ecuación 6.1. Para las respectivas distribuciones se calculó el factor de mérito, cuyos valores se muestran insertos en esta misma figura. Para protón-hierro se tiene un factor de mérito de 0.50. Esto significa que la capacidad de discriminación con este parámetro es muy baja.

Por otro lado, en la figura 6.11 se muestran los histogramas con los respectivos valo-

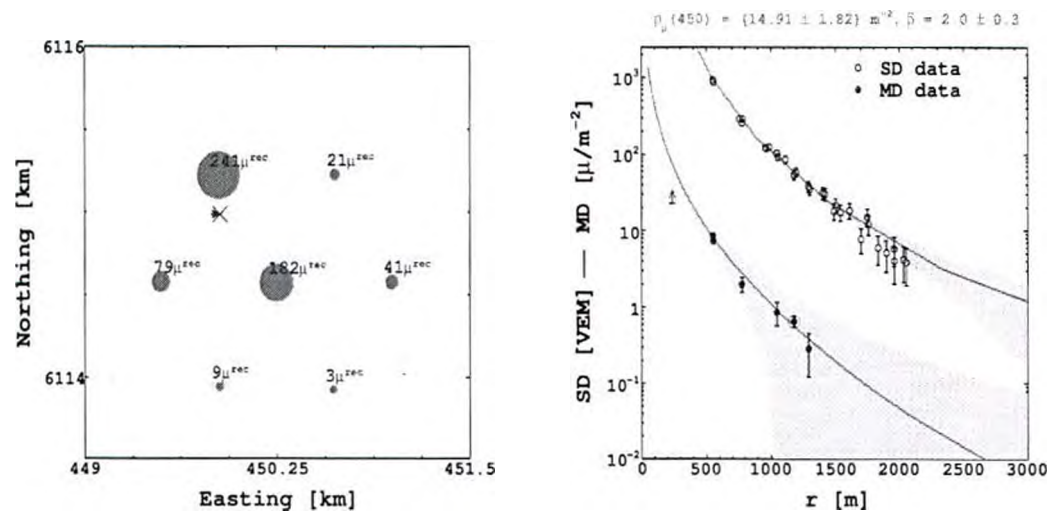


Figura 6.9: Mapa de detectores disparados para un evento simulado con el arreglo de MD (izquierda). Cada circunferencia representa un detector, el tamaño de los círculos llenos refleja el número de muones en cada detector. Los valores de la densidad de muones medidas por los detectores MD se ajustan con la función de KASCADE-Grande (derecha).

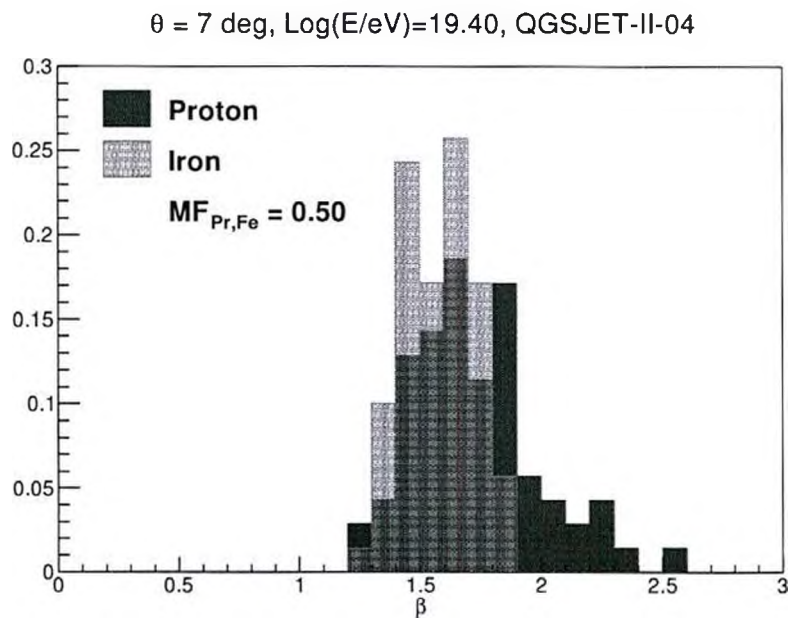


Figura 6.10: Distribuciones del parámetro β correspondiente a 70 eventos simulados con el MD a 2,5 m bajo tierra. Para primarios de protón y hierro, con energía de $10^{19.40}$ eV, ángulo cenital de 7° y modelo hadrónico QGSJET-II-04.

res para el parámetro $\rho_\mu(450)$ obtenidos del ajuste con la ecuación 6.1. Los valores de los respectivos factores de mérito son mostrados en esta misma figura. Para protón-hierro se tiene un factor de mérito de 2,30. Esto significa que éste parámetro tiene potencial suficiente para discriminar la masa de rayos cósmicos primarios de protón y hierro, teniendo en cuenta la respuesta del detector MD.

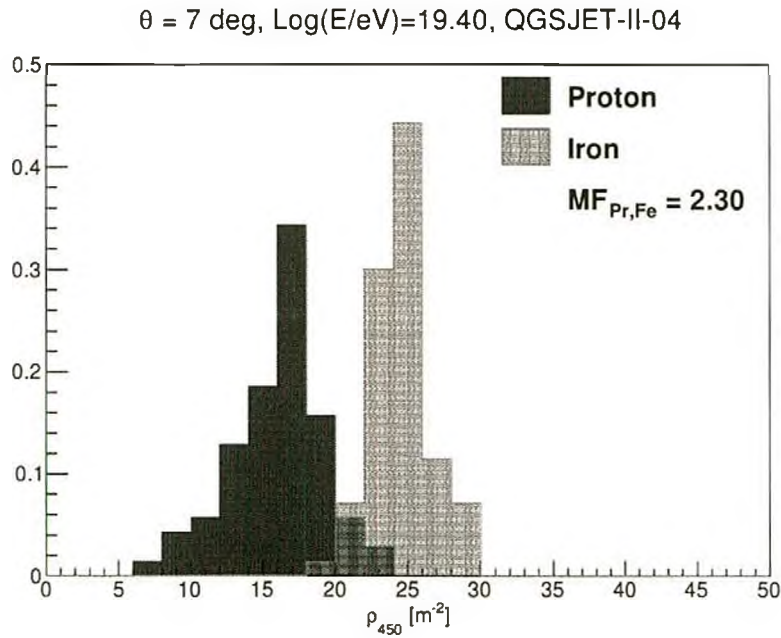


Figura 6.11: Distribuciones del parámetro $\rho_\mu(450)$ correspondiente a 70 eventos simulados con el MD a 2,5 m bajo tierra. Para primarios de protón y hierro, con energía de $10^{19,40}$ eV, ángulo cenital de 7° y modelo hadrónico QGSJET-II-04.

6.8. Conclusiones del Capítulo

En este capítulo se realizó un estudio del factor de mérito de los parámetros β y $\rho_\mu(500)$ obtenidos a partir de las MLDFs. Se consideraron primarios de protón, hierro y gamma como rayo cósmico primario, tres modelos hadrónicos y dos niveles de profundidad para el blindaje de los contadores de muones. La propagación de los muones a través del suelo fue realizada usando una aproximación que únicamente tiene en cuenta la pérdida de energía por ionización, la cuál fue verificada usando el programa GEANT4.

Para las energías y ángulos cenitales estudiados, el parámetro β tienen un factor de mérito ≤ 1 , y por lo tanto no es de utilidad para discriminar la masa de los rayos cósmicos. El parámetro $\rho_\mu(500)$ tiene un factor de mérito ≥ 2 , cuando se considera un detector ideal. Con las simulaciones que incluyen la respuesta de los MD se obtiene un factor de mérito entre protón-hierro de 0,50 para distribuciones de β y de 2,30 para distribuciones de $\rho_\mu(450)$, los cuales son del mismo orden a los valores obtenidos cuando se consideró el ajuste de las MLDFs de las lluvias simuladas, sin tener en cuenta la respuesta de los MDs.

En cada caso, el factor de mérito no muestra una diferencia significativa con los tres modelos hadrónicos considerados.

Los resultados de este trabajo han sido publicados en las actas del Gravitation, Astrophysics, and Cosmology II Argentinian-Brazilian Meeting, celebrado del 22 al 25 de Abril del 2014 en Buenos Aires (Argentina).

Capítulo 7

Perfil Longitudinal de Producción de Muones

7.1. Introducción

El objetivo de este capítulo será analizar el perfil longitudinal de producción de muones en la atmósfera (MPD¹) a partir de la información registrada por los contadores de muones de AMIGA. Los análisis realizados hasta el momento en el PAO con MPD se han restringido a los datos registrados por el arreglo principal SD y esto ha limitado el estudio a eventos muy inclinados ($\theta > 60^\circ$), ya que estos eventos han disipado en la atmósfera casi la totalidad de la componente electromagnética de la lluvia, pero conservan la componente muónica [117]. Si bien AMIGA cubre alrededor del 1 % de la superficie total del PAO, sus contadores de muones son únicamente sensibles a la componente muónica de los eventos. Esto, sumado a su capacidad de medir con alta precisión los tiempos de arribo de cada muon, hace de AMIGA una herramienta ideal e innovativa para la observación del perfil MPD.

Debido a que en su mayoría los muones son producto del decaimiento de piones y kaones, la forma del perfil MPD contiene información acerca de la evolución de la cascada hadrónica. Esta característica le otorga interés al estudio de la MPD por dos razones: por un lado, se conoce que diferentes primarios tienen distintas propiedades hadrónicas que afectan sus respectivos perfiles longitudinales, es decir, es natural pen-

¹Muon Production Depth

sar que el perfil MPD debe ser sensible a la masa del primario. Por otro lado, el perfil MPD puede ser de suma utilidad para comprobar la validez de las predicciones hechas por los modelos hadrónicos, dado que el desarrollo longitudinal es dependiente de las propiedades involucradas en las interacciones hadrónicas.

Inicialmente se describe la técnica para obtener la MPD a partir de la información de los tiempos de arribo de los muones. A continuación se describe la reconstrucción del perfil longitudinal muonico usando el tiempo de arribo de los muones que proporcionan los contadores de muones de AMIGA. Posteriormente se discuten las principales propiedades de la MPD usando lluvias atmosféricas generadas con CORSIKA y datos reales registrados con AMIGA. Finalmente, con el perfil MPD analizamos el evento más energético registrado por AMIGA hasta la fecha.

7.2. MPD real y MPD aparente

Para entender mejor el concepto de MPD *real* y *aparente*, resulta conveniente trabajar en un sistema de referencia que está centrado en el plano de la lluvia. A partir de este sistema de referencia, es factible pasar al sistema que esta constituido por el plano de la Tierra donde se encuentran los detectores. En la figura 7.1 se muestra un esquema de los dos sistemas de coordenadas que se necesitan para estudiar la producción de muones en la lluvia. Los sistemas de coordenadas están centrados en el punto de impacto de la lluvia, es decir, en el punto de intersección del eje de la lluvia con el plano de la superficie de la Tierra. El plano de la lluvia es el plano perpendicular al eje de la misma, y θ es el ángulo cenital definido por la vertical al suelo y el eje de la lluvia.

El sistema de coordenadas Cartesiano definido en el plano de la lluvia, es más adecuado para describir la producción de muones en lluvias atmosféricas, ya que da cuenta de la simetría acimutal de la lluvia alrededor de su eje, este sistema es representado en azul en la figura 7.1. El eje z es paralelo al eje de la lluvia, y las coordenadas x e y están contenidas en el plano de la lluvia. El sistema de coordenadas cilíndrico en la superficie de la Tierra, es más adecuado para tratar los detalles de la detección de muones, y es representado en rojo en la figura 7.1.

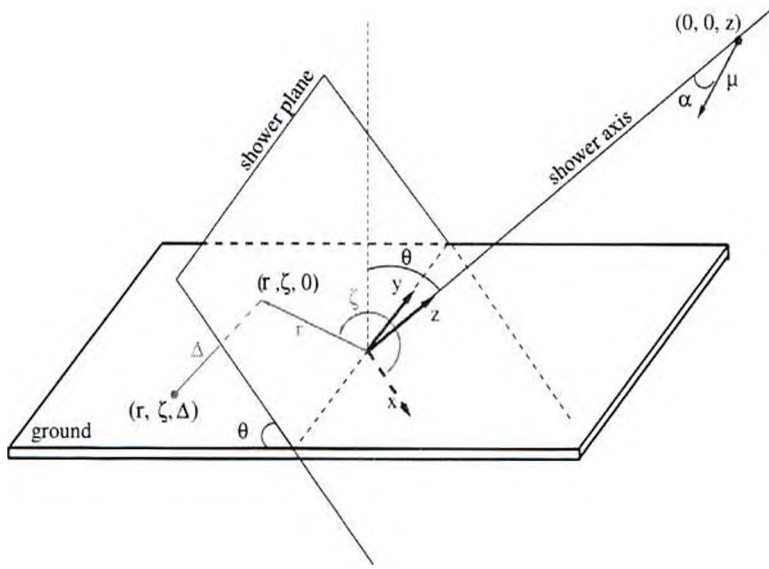


Figura 7.1: Esquema del sistema de referencia en el plano de la lluvia (plano perpendicular al eje de la lluvia) y en la superficie. El sistema de coordenadas Cartesiano (x, y, z) en el plano de la lluvia es representado en azul y el sistema de coordenadas cilíndrico (r, ζ, Δ) en el plano de la superficie es representado en rojo. El muón es producido en el eje de la lluvia con coordenadas Cartesianas $(0, 0, z)$ y ángulo α [88].

En este sistema del plano de la lluvia, un muón tiene coordenadas $(r, \zeta, 0)$, donde $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ es la distancia al eje de la lluvia y $\zeta = \tan^{-1}(y/x)$ es el ángulo polar. $\Delta = r \cos \zeta \tan \theta$ es la distancia desde el punto de detección en la superficie y el plano de la lluvia. Los muones tienen su punto de arribo al suelo (r, ζ, Δ) .

Teóricamente la distribución total de la producción de muones en una lluvia atmosférica puede ser descrita por la siguiente función:

$$\frac{d^3 N}{dX dE_i dcp_t} = F(X, E_i, cp_t), \quad (7.1)$$

donde X es la profundidad atmosférica en la dirección del eje de la lluvia, E_i , y cp_t , son la energía y el momento transverso de los muones en el punto de su producción. Por lo tanto, en cada intervalo dX a lo largo del eje de la lluvia, dN muones con energía E_i , y momento transverso p_t son producidos [118]. De acuerdo a simulaciones, la ecuación 7.1 puede ser factorizada y expresada como el producto $F(X, E_i, cp_t) = h(X)f_X(E_i, cp_t)$, donde $h(X)$ es una función que describe el desarrollo longitudinal de la cascada hadrónica, y representa la tasa de muones producidos en unidades de

g/cm^2 , mientras que $f_X(E_i, cp_t) = F(X, E_i, cp_t)/h(X)$ es la distribución normalizada de energía y momento transverso de los muones producidos para una cierta profundidad X . La función $h(X)$, también llamada distribución MPD *real* ó *total*, es definida como la distribución de la profundidad de producción de todos los muones de la lluvia. Es importante enfatizar que $h(X)$ no depende de las condiciones de observación, ya que los efectos de propagación de muones a través de la atmósfera no afectan a $h(X)$.

Por otro lado, la MPD *aparente* corresponde al perfil de producción longitudinal de muones que arriban al plano de detección. En este caso, el perfil de la MPD *aparente* es afectado por los procesos de propagación que sufren los muones en la atmósfera, siendo el mas importante el mecanismo de pérdida continua de energía por ionización que conduce al decaimiento de los muones menos energéticos. Esto produce un importante efecto que consiste de una fuerte supresión de los muones cuya energía esta por debajo de una cierta energía umbral, la cual es dependiente de la distancia que ellos tienen que viajar antes de incidir en los detectores. Este corte de energía también es dependiente del ángulo cenital de la lluvia, debido a que los muones recorren mayores distancias a medida que el ángulo cenital aumenta, por esta razón el perfil de producción longitudinal de los muones que sobreviven tiene una dependencia con el ángulo cenital, con la distancia radial de observación, y con el ángulo polar (ζ) que define la zona temprana y tardía de arribo de partículas.

7.3. Método de reconstrucción de la MPD aparente

Cuando una lluvia se desarrolla en la atmósfera, las partículas secundarias se desvían respecto a la dirección del eje de la lluvia en su camino hacia la superficie, esto es debido al momento transverso y efectos de dispersión Coulombiana de las partículas. A diferencia de la componente electromagnética de la lluvia, la trayectoria de los muones se puede aproximar considerando una linea recta, debido a la menor importancia de los efectos producidos por bremsstrahlung y múltiple dispersión. Este hecho confiere a los muones un atributo distintivo: ellos retienen información sobre su punto de producción.

La componente muónica que arriba a la superficie terrestre tiene una estructura de tiempo causada por la convolución del espectro de producción, la perdida de energía, y la probabilidad de decaimiento durante la propagación. Considerando simples suposi-

ciones [119], estos tiempos de arribo pueden ser usados para obtener la distribución de la distancias de producción de muones a lo largo del eje de la lluvia. Como los muones son el producto del decaimiento de piones y kaones, la distribución de las distancias de producción de muones provee información acerca del desarrollo longitudinal de la componente hadronica de la lluvia. Esta información es complementaria a la que se obtiene de la componente electromagnética a través de la detección de la luz fluorescente producida en la atmósfera.

El método de reconstrucción de la MPD se basa en un modelo teórico de las distribuciones de muones en lluvias atmosféricas, que originalmente fue desarrollado en las Refs. [120,121] y después actualizado en la Ref. [118]. A continuación se resumen sus principales aspectos.

Como una primera aproximación, se asume que los muones viajan en linea recta a la velocidad de la luz c y que son producidos en el eje de la lluvia. Esta idea es esbozada en la figura 7.2, donde se puede ver que los muones son producidos en la posición z sobre el eje de la lluvia, y después recorren una distancia l , hasta llegar a la superficie de la Tierra en el punto definido por las coordenadas (r, ζ) .

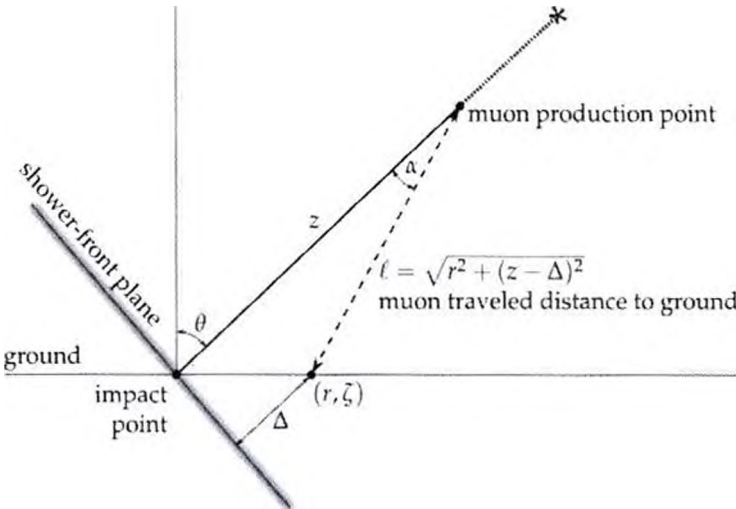


Figura 7.2: Geometría usada para obtener la distancia recorrida por el muón y el retraso temporal respecto al plano de la lluvia, [117].

El retraso geométrico t_g , que se origina debido a que la trayectoria de cada muón no es paralela a la dirección del eje de la lluvia, es definido como el retraso del tiempo de arribo de los muones respecto al tiempo de arribo del frente plano de la lluvia, y de acuerdo a la figura 7.2 es dado por:

$$ct_g = l - (z - \Delta), \quad (7.2)$$

donde $l = \sqrt{r^2 + (z - \Delta)^2}$ y Δ es la distancia entre el punto de impacto del muón en la superficie y el frente del plano de la lluvia. El punto de producción de muones z se obtiene invirtiendo la ecuación 7.2, resultando:

$$z = \frac{1}{2} \left(\frac{r^2}{ct_g} - ct_g \right) + \Delta. \quad (7.3)$$

Usualmente, la MPD *aparente* es reconstruida en dos pasos. En un primer paso, se asume que todos los retrasos temporales de los muones se deben al retraso geométrico, con esta aproximación se obtiene una primera estimación de z . Luego, en un segundo paso, el mismo algoritmo es repetido, incluyendo la contribución del retraso cinemático t_e , que está relacionado con la energía finita del muón. Existen otras fuentes de retraso (efectos de dispersión múltiple y desviaciones por campo geomagnético), pero por tener un papel sub-dominante no son consideradas. Por lo tanto, ahora el retraso geométrico es expresado como $t_g = t - t_e$, donde t es el retraso temporal total del muón. No obstante, y debido a que la mayoría de los experimentos de rayos cósmicos no miden la energía de los muones en la superficie, se usa una estimación del retraso temporal cinemático promedio, para relacionar la longitud de la trayectoria del muón en la atmosfera l , con sus coordenadas de arribo en la superficie (r, ζ) , dado por:

$$\langle t_e \rangle = \frac{1}{2c} \frac{r^2}{l} \epsilon(r, z - \Delta), \quad (7.4)$$

donde $\epsilon(r, z - \Delta)$ [121], es una parametrización para el retraso cinemático promedio de los muones producidos a una distancia z . Asumiendo un espectro de energía para los muones en el momento de su producción, y otro en la superficie [120], resulta:

$$\epsilon(r, z) = p_0(z) (r)^{p_1}, \quad (7.5)$$

donde

$$\log_{10} p_0(z) = -0,6085 + 1,995 \log_{10}(z/m) - 0,3299 \log_{10}^2(z/m) + 0,0186 \log_{10}^3(z/m), \quad (7.6)$$

y

$$\log_{10} p_1 = -1,176. \quad (7.7)$$

En una segunda iteración, la distancia de producción z es corregida por el retraso temporal cinemático promedio como:

$$z \simeq \frac{1}{2} \left(\frac{r^2}{c(t - \langle t_\epsilon \rangle)} - c(t - \langle t_\epsilon \rangle) \right) + \Delta, \quad (7.8)$$

donde el retraso geométrico t_g ha sido aproximado por $t_g \simeq t - \langle t_\epsilon \rangle$, y donde $\langle t_\epsilon \rangle$ es dado por la ecuación 7.4.

Finalmente, para cada z , se obtiene la profundidad atmosférica de producción de muones integrando la densidad del aire sobre toda la columna de atmósfera:

$$X_\mu = \int_z^\infty \rho(z') dz', \quad (7.9)$$

donde $\rho(z)$ es la densidad atmosférica a la distancia de producción z . El conjunto de todas las profundidades de producción forman el perfil de MPD *aparente* que describe el desarrollo longitudinal de los muones generados en una lluvia atmosférica que se desarrolla en dirección hacia la superficie terrestre.

7.3.1. Parametrización del espectro energía de muones y del retraso cinemático

Como ya se mencionó, la distribución de muones en el plano de detección es afectada por su propagación en la atmósfera, y también por los efectos de decaimiento. En la ecuación 7.5 se mostró una parametrización para el retraso cinemático promedio de los muones producidos en un amplio rango de distancias z , que arriban a la superficie con

coordenadas r y ζ . Como se mostrará más adelante esta parametrización, que es adecuada para muones arribando a la superficie con $E > 0,2$ GeV (SD), tiende a sobrestimar el retraso cinemático promedio de muones que tienen umbrales de energía levemente mayores, como es el caso de los muones detectados por AMIGA ($E > 1$ GeV). En la Ref. [121] se describe el proceso y las suposiciones que llevan a la parametrización dada en la ecuación 7.5.

En la Ref. [120] se demuestra que el espectro de energía de muones en el punto de producción z , que arriban a una cierta distancia r del eje de la lluvia, puede evaluarse como:

$$\frac{d^2N}{dE_i dr}[z] \approx r^\lambda l^{-\lambda-1} \left[1 - \frac{r^2}{l^2} \right] E_i^{-\gamma-\kappa+\lambda+1} (E_i - \rho kl)^\kappa e^{-E_i r/(lQc)} \Theta(E_i - mc^2 - \rho kl), \quad (7.10)$$

donde $\gamma = 2,6$, $\lambda \sim 1$, $\kappa \approx 0,8$, $\rho k = 0,2$ MeV/m (es la pérdida de energía por ionización), $Q \sim 170$ MeV/c (es el momento característico asociado con las interacciones hadrónicas) y $\Theta(x)$ es la función escalón de Heaviside. Teniendo en cuenta la ecuación 7.10 si se conoce la distribución de energía en una posición dada, fácilmente se puede calcular la distribución para el retraso cinemático como:

$$\frac{d^2N}{dt_\epsilon dr} = \frac{d^2N}{dE_i dr} \frac{dE_i}{dt_\epsilon} \quad (7.11)$$

A continuación en la figura 7.3 (superior) se muestra el espectro de energía de muones en el nivel de producción (línea puntuada), y en el nivel de detección (línea continua), para dos altitudes diferentes: $z = 15$ km y $z = 3$ km. Estos espectros fueron calculados usando la ecuación 7.10, con la condición $E_f = E_i - \rho kl > E_{th}$. Se consideraron dos umbrales de energía correspondientes al caso de muones detectados con el SD, donde $E_{th} = 0,2$ GeV (histogramas en negro) y para muones detectados por AMIGA a una profundidad de 2.5 m, para el cuál la energía umbral es $E_{th} = 1$ GeV (histogramas en rojo). Para el caso de AMIGA se asume que el umbral de energía de detección varía con el ángulo cenital θ de la lluvia incidente como $E_{th}/\cos \theta$.

En la figura 7.3 (inferior), debajo de cada espectro, son mostrados las correspondientes distribuciones del retraso cinemático obtenidas a partir de la ecuación 7.11. Para esta

figura, se ha adoptado un ángulo cenital de $\theta = 7^\circ$, que corresponde al ángulo cenital del evento real que se describirá en la siguiente sección. Las coordenadas de detección $r = 544$ m, y $\zeta = 127^\circ$, fueron seleccionadas para estas figuras porque corresponden al contador de muones más cercano al punto de impacto sin saturación que participa en el evento detectado por AMIGA. En la columna izquierda, se asume que los muones tienen una distancia de producción de $z = 15$ km, que corresponde al caso de muones producidos cerca del punto donde ocurren las primeras interacciones, y en la columna derecha, se estudia el caso de muones producidos a $z = 3$ km, que son aquellos producidos casi al nivel del suelo. De la figura 7.3 se ve que la energía de los muones producidos a $z = 3$ km, es inferior que la energía de los muones producidos a mayor altitud en la atmósfera. También, de estas figuras se ve que cuando el umbral de energía de los muones aumenta, el impacto por el retraso cinemático disminuye.

Por otro lado, en la figura 7.4 se muestran las contribuciones del retraso geométrico (t_g) y del retraso cinemático promedio, en función de la altura de producción z . La parametrización de $\langle t_e \rangle$ dada por la ecuación 7.4 (desarrollada para $E_{th} = 0,2$ GeV, es decir, válida para el SD) también se muestra en esta misma figura a modo de comparación. En el panel superior, se muestra el caso de una estación saturada que tiene coordenadas $r = 240$ m y $\zeta = -88^\circ$. Por otro lado, en el panel inferior, se muestra el caso de la primera estación sin saturación con coordenadas $r = 543$ m y $\zeta = 127^\circ$.

De la figura 7.4 se puede ver que, a 240 m, el retraso cinemático promedio es la fuente dominante del retraso temporal. Además, para el caso de $E_{th} = 0,2$ GeV, la contribución del retraso geométrico está siempre por debajo del retraso cinemático promedio. No obstante, también se observa que cuando el umbral de energía aumenta, la contribución debida al retraso cinemático disminuye, y para muones producidos más cerca a la superficie, el retraso geométrico es la contribución dominante. Cuando nos concentramos en la estación con $r = 543$ m, se puede ver que, el retraso geométrico es el término dominante del retraso temporal de los muones para los dos umbrales de energía considerados.

Adicionalmente, de la figura 7.4 se puede ver que la contribución del retraso cinemático se incrementa a medida que los muones se acercan al nivel de superficie, ya

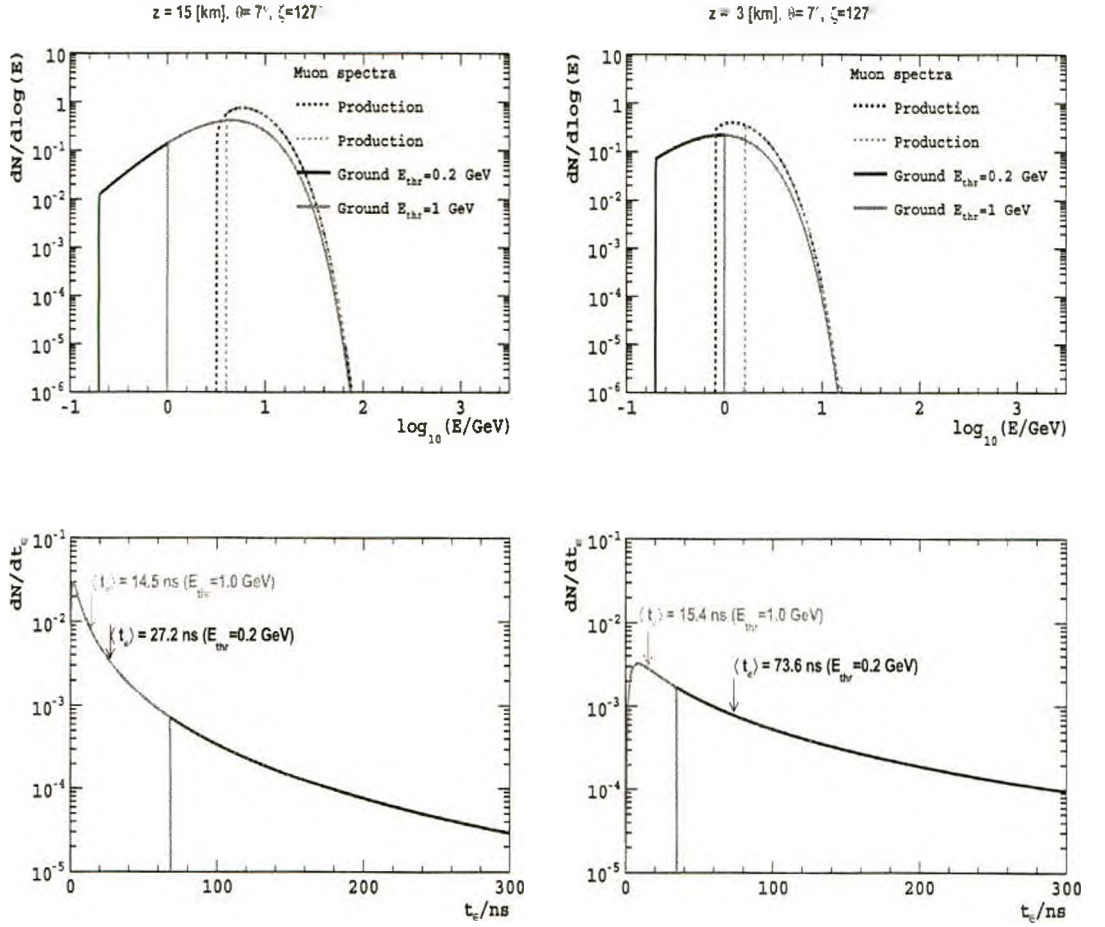


Figura 7.3: Espectro y retraso cinemático de muones producidos en una lluvia con ángulo cenital $\theta = 7^\circ$, incidiendo sobre el plano de detección con coordenadas $r = 544$ m, y $\zeta = 127^\circ$. Arriba: Espectro de energía de muones en el punto de producción (líneas punteadas), y en el plano de detección (líneas continuas) para muones producidos a $z = 15$ km (izquierda), y $z = 3$ km (derecha). Se consideraron dos umbrales de energía diferentes para los muones: $E_{thr} = 0.2$ GeV (negro) para el caso de muones detectados con las estaciones SD, y $E_{thr} = 1.0$ GeV (rojo) para muones detectados con AMIGA. Abajo: Distribuciones del retraso temporal cinemático de muones producidos en $z = 15$ km (izquierda), y $z = 3$ km (derecha) para los dos umbrales de energía considerados. Para cada uno de los casos se muestra el retraso cinemático promedio ($\langle t_e \rangle$).

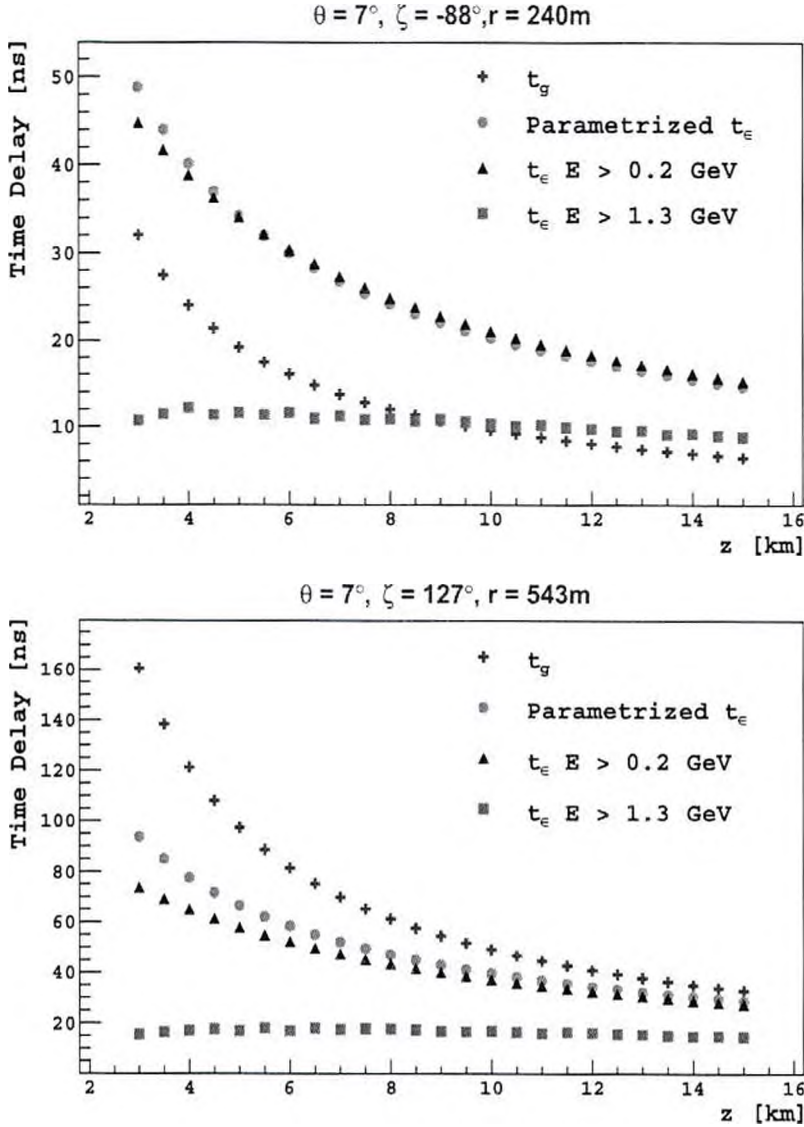


Figura 7.4: Contribución del retraso geométrico y cinemático promedio en función de la distancia de producción de muones z , calculados para umbrales de energía de 0.2 GeV (triángulos negros), y 1.0 GeV (cuadrados rojos), correspondientes a los valores de energía umbral para el SD y MD de AMIGA a 2,5 m de profundidad, respectivamente. En círculos grises, se muestra la parametrización del retraso cinemático promedio, calculada con la ecuación 7.4 para una lluvia con $\theta = 7^\circ$. *Panel superior:* con coordenadas de detección $r = 240 \text{ m}$, y $\zeta = -88^\circ$ (región temprana de la lluvia). *Panel inferior:* con coordenadas de detección $r = 544 \text{ m}$, y $\zeta = 127^\circ$ (región tardía de la lluvia).

que estos muones son menos energéticos y por ende sufren mayor atenuación. Esta característica es claramente observada para el caso de $E_{th} = 0,2$ GeV, mientras que el efecto pierde importancia cuando el corte en energía es mayor, ya que para $r = 543$, el retraso cinemático de muones con $E_{th} = 1$ GeV permanece prácticamente constante con la distancia de producción z . Finalmente, se puede ver que la parametrización del retraso cinemático, que es adecuada para describir el caso de $E_{th} = 0,2$ GeV, claramente sobrestima el retraso cinemático promedio calculado para $E_{th} > 1$ GeV, por esta razón, esta no puede ser usada directamente para reconstruir la MPD *aparente* usando los contadores de muones de AMIGA.

Una observación final que se deriva de la figura 7.4, es que es conveniente aplicar un corte radial de $r \sim 500$ m a la reconstrucción de la MPD *aparente*, ya que para la región cercana al punto de impacto de la lluvia, el retraso cinemático es la principal fuente de retraso temporal que sufren los muones.

7.4. Estudio de la MPD aparente con AMIGA

Como se mencionó la MPD *aparente* permite obtener el perfil de producción longitudinal de los muones que inciden en los detectores con $E > E_{th}$. Con los detectores de AMIGA enterrados a $\sim 2,5$ m, es posible medir directamente el contenido muónico de lluvias con energías de 10^{17} eV a 10^{19} eV. La gran ventaja de realizar estudios de MPD con AMIGA yace en sus estaciones altamente segmentadas que permiten medir, de manera individual, el tiempo de arribo de los muones.

Aprovechando estas ventajas de los contadores de muones de AMIGA se aplican los conceptos de MPD *aparente* anteriormente descritos para analizar en detalle el evento de mayor energía que fue detectado por el hexágono prototipo de AMIGA hasta el presente.

7.4.1. Evento de alta energía

El 31 de Enero de 2014, el evento con Auger-ID 201403105133 de energía $10^{19,4}$ eV y ángulo cenital $\theta = 7^\circ$ fue detectado por el hexágono prototipo de AMIGA. En la figura 7.5 se muestra el mapa de las estaciones con señal y la LDF correspondiente a las

estaciones SD y MD, respectivamente.

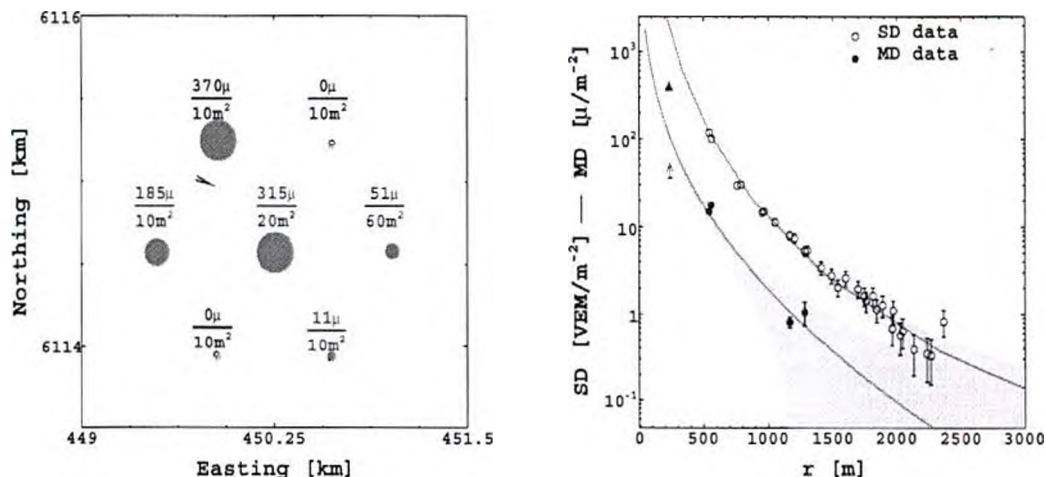


Figura 7.5: Evento real con Auger ID 201403105133 de energía $10^{19.4}$ eV y $\theta = 7^\circ$, que fue detectado con el hexágono prototipo de AMIGA en Enero de 2014. A la izquierda se muestran las 7 estaciones MD del hexágono prototipo con sus respectivas áreas y número de muones reconstruido. La flecha indica el punto de impacto de la lluvia, y el círculo rojo la estación saturada (tanto MD como SD) a 243 m del eje de la lluvia. A la derecha se muestra la LDF y MLDF de los respectivos detectores (SD y MD). para el MD el ajuste es realizado con la función de KASCADE-Grande. Las bandas en gris corresponden a las incertezas en la parametrización obtenida por el proceso de minimización.

Como anteriormente se mencionó, la alta segmentación de los contadores de muones de AMIGA gracias a su rápido muestreo (320 MHz, que corresponde a tiempos de muestreo de 3,125 ns) permite medir el tiempo de muones individuales atravesando el detector. Las distribuciones de tiempo (relativas al nivel de disparo T1 del SD) para las cuatro estaciones sin saturación que participan en este evento se muestran en la figura 7.6. Donde también se muestran los tiempos de subida y de bajada, definidos como los intervalos de tiempo de 10 % a 50 % y de 50 % a 90 % de la señal, respectivamente. Como es de esperar, los tiempos de subida y bajada se incrementan a medida que la distancia al punto de impacto de la lluvia aumenta. De las figuras 7.5 y 7.6 también se observa como la estadística disminuye a medida que los detectores están a mayor distancia del eje de la lluvia, tal como se espera por la MLDF. En el proceso estándar de la reconstrucción de la MPD *aparente*, como se describió en la sección 7.3, los muones detectados generan una distribución de tiempo (como las mostradas en la figura 7.6) que

mapean la distribución de la altura de producción. Por lo tanto es importante mencionar que las estaciones más cercanas al punto de impacto de la lluvia proporcionarán la principal contribución a los perfiles de tiempo y de altura de producción. En este sentido, fue importante haber estudiado el retraso cinemático para la energía umbral de detección de AMIGA, ya que este estudio nos previno de considerar para la reconstrucción de la MPD *aparente* estaciones con $r \lesssim 500$ m.

Los trabajos realizados previamente usando la señal de las estaciones SD [117] son obstaculizados por un problema mayor: las estaciones SD son sensibles a todas las partículas secundarias. Por lo tanto para garantizar una señal puramente muónica, la selección de eventos debe ser restringida a lluvias muy inclinadas ($55^\circ \leq \theta \leq 65^\circ$) y a estaciones con el punto de impacto a distancias mayores que 1700 m. Por este motivo, el número de muones involucrados en el análisis de la MPD *aparente* con el SD por evento es muy reducido, incluso para energías alrededor de 10^{19} eV.

7.4.2. Simulaciones del evento de alta energía

Para realizar el análisis del evento real, se simuló un conjunto de lluvias atmosféricas por cada primario, protón y hierro, con el programa CORSIKA, usando los modelos hadrónicos actuales de altas energías QGSJET-II-04 y EPOS-LHC. Para ser capaz de comparar las simulaciones con el evento real, la energía de las lluvias, las características geométricas (inclinación y posición del punto de impacto), junto con el modelo de atmósfera, fueron fijadas en la simulación a los respectivos valores obtenidos para el evento.

Con el objetivo de simular y reconstruir eventos con el MD en la configuración del hexagono prototipo de AMIGA, se utilizó la cadena oficial de simulación/reconstrucción que posee el programa Offline. Esta cadena utiliza como entrada las lluvias atmosféricas simuladas con CORSIKA, y su salida es el evento MD con el mismo formato que el dato real, por lo tanto en el análisis posterior los eventos simulados pueden ser tratados como si fueran datos reales.

En las siguientes secciones se muestran los resultados obtenidos con las simulaciones de CORSIKA/Offline y se hace una comparación directa con el evento real para analizar el tipo de primario y modelo hadrónico.

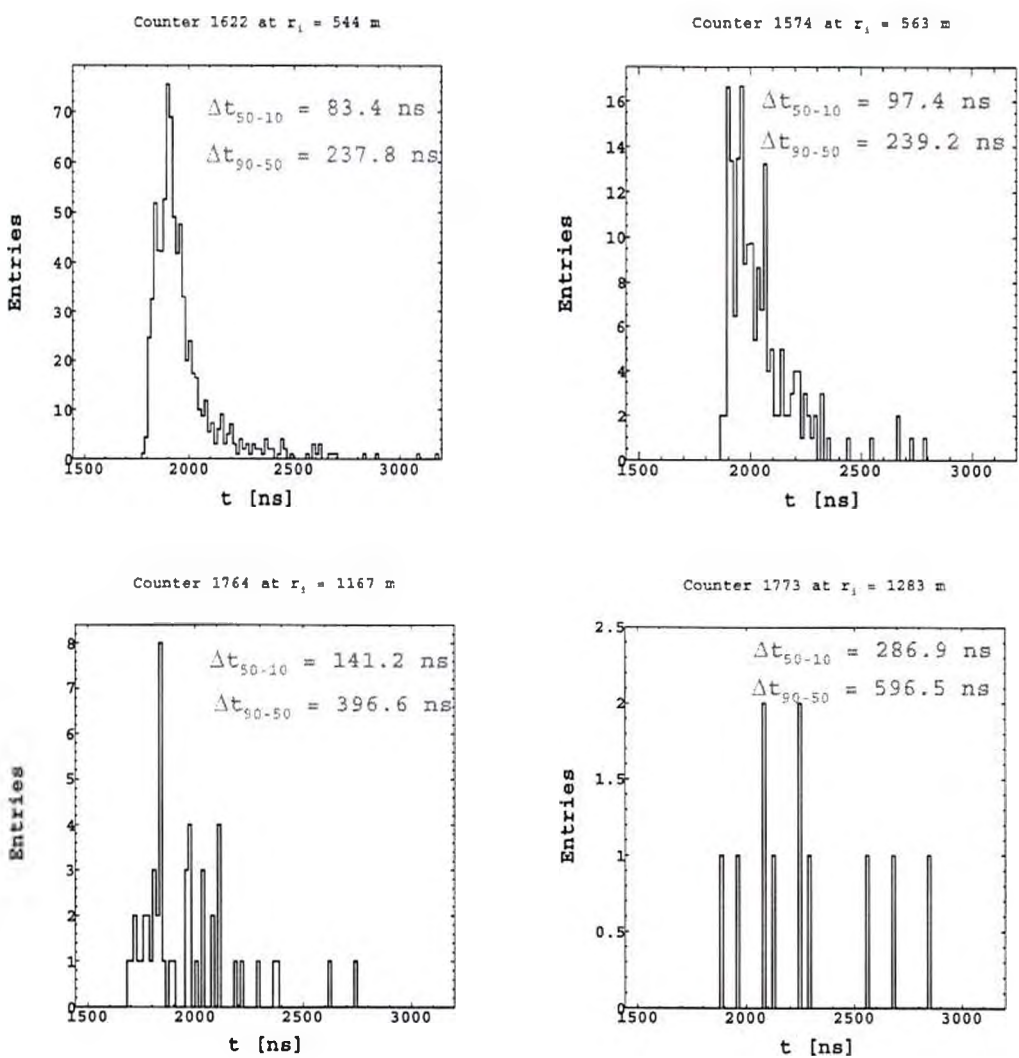


Figura 7.6: Distribuciones de tiempo de arribo relativos al nivel de disparo T1 del SD para las cuatro estaciones no saturadas que participan en el evento real mostrado en la figura 7.5. Como es de esperar, los tiempos de subida y bajada se incrementan cuando la distancia al punto de impacto de la lluvia aumenta (notar que desde el panel superior izquierdo al panel inferior derecho, las figuras están ordenadas en forma ascendente respecto a la distancia al punto de impacto).

7.4.3. Tiempo de arribo de muones

Siendo que AMIGA permite contar muones individualmente y también determinar el tiempo de arribo de cada muón, los muones detectados proporcionan la distribución de tiempo necesaria para el proceso estandar de la reconstrucción de la MPD *aparente* que se detallo en la sección 7.3. En resumen, la reconstrucción del perfil longitudinal de muones consiste principalmente de tres pasos:

- Obtener dN/dt .
- Aplicar la conversion $dN/dt \rightarrow dN/dz$, teniendo en cuenta las correcciones por el retraso temporal geométrico y cinemático.
- Aplicar la conversión $dN/dz \rightarrow dN/dX$ donde se debe considerar el respectivo modelo atmosférico.

Por lo tanto, es importante empezar analizando las distribuciones temporales del evento real en comparación con las obtenidas de las simulaciones. En la figura 7.7 se muestran las distribuciones de tiempo correspondiente a la estación 1622, que es una de las estaciones con mayor número de muones. En dicha figura se aprecian los tiempos de muones tanto para el evento real como para las simulaciones de protón y de hierro, con los modelos hadrónicos QGSJET-II-04 y EPOS-LHC. Los tiempos de subida Δt_{50-10} y los tiempos de bajada Δt_{90-50} también son mostrados en cada caso. Vale la pena destacar que el número de muones medido N_μ en el evento real es mayor al número de muones promedio $\langle N_\mu \rangle$ de las simulaciones, debido a que los modelos hadrónicos presentan un déficit de muones a estas energías. También se puede observar que para el caso de QGSJET-II-04 el déficit de muones es mayor. En la Tabla 7.1 se muestran el déficit de muones de los respectivos modelos hadrónicos. Estos valores fueron calculados considerando el número de muones medidos por los contadores 1622 y 1574.

	QII04	EPOS-LHC
Protón	64 %	60 %
Hierro	14 %	8 %

Tabla 7.1: Déficit de muones de los modelos hadrónicos respecto a los muones medidos.

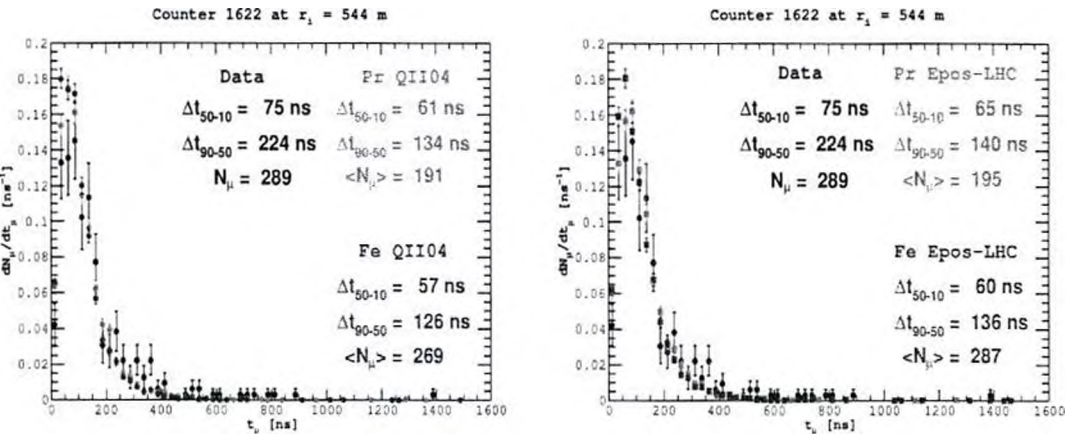


Figura 7.7: Comparación de los tiempos de arribo de muones entre el evento real y las simulaciones para el contador 1622. Se compara el evento real con simulaciones de protón y hierro usando el modelo hadrónico QGSJET-II-04 (izquierda) y el modelo hadrónico EPOS-LHC (derecha).

Similarmente, en la figura 7.8 se muestran las distribuciones de tiempo correspondiente a la estación 1574, que es la otra estación con mayor número de muones. En la figura se aprecian los tiempos de muones tanto para el evento real como para las simulaciones de protón y de hierro, con los modelos hadrónicos QGSJET-II-04 y EPOS-LHC. Los tiempos de subida Δt_{50-10} y los tiempos de bajada Δt_{90-50} también son mostrados en cada caso. Al igual que en la estación 1622, se presenta un déficit de muones entre simulaciones y dato real.

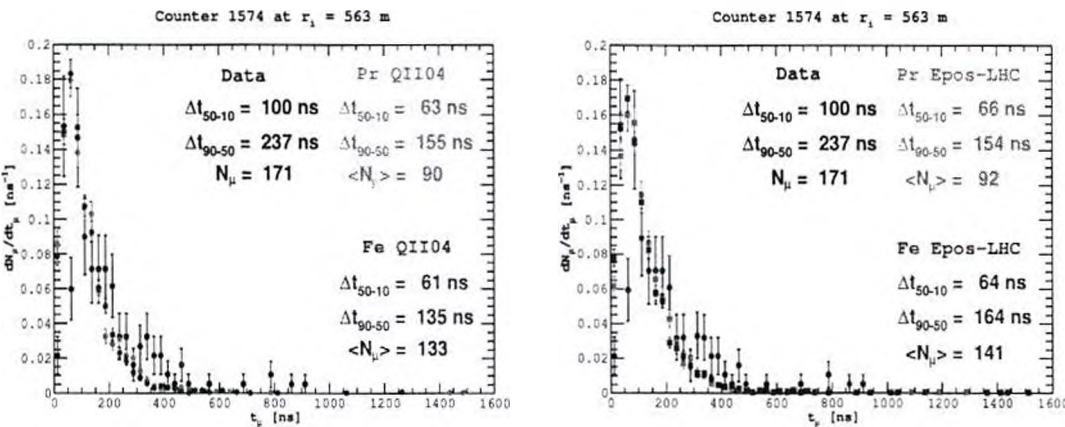


Figura 7.8: Comparación de los tiempos de arribo de muones entre el evento real y las simulaciones para el contador 1574. Se compara el evento real con simulaciones de protón y hierro usando el modelo hadrónico QGSJET-II-04 (izquierda) y el modelo hadrónico EPOS-LHC (derecha).

7.4.4. Distribuciones de la MPD aparente

Con las distribuciones temporales de muones se reconstruye el perfil de MPD *aparente*. El proceso fue implementado para el evento descrito en la sección 7.4.1 donde son cuatro las estaciones de MD que tienen señal sin estar saturados. Además, por la geometría de la lluvia, dos estaciones MD están localizadas a una distancia de ~ 550 m del punto de impacto y tienen alta multiplicidad de muones ($185\mu/10\text{ m}^2$ y $315\mu/20\text{ m}^2$). Estas dos estaciones que están más cerca del punto de impacto dominan la distribución de muestreo como se observa en la figura 7.6. En la figura 7.9 (izquierda) se muestra la contribución individual a la MPD reconstruida por estos dos detectores. Se puede observar que los contadores 1622 y 1574 reconstruyen esencialmente el mismo perfil de MPD *aparente*.

En la figura 7.9 (derecha) se muestra la suma de las contribuciones de los cuatro contadores a la MPD *aparente* del evento real. Por otro lado, en la figura 7.10 se muestra la comparación de la MPD *aparente* del evento real con la obtenida de simulaciones para protón y hierro, con los dos modelos hadrónicos.

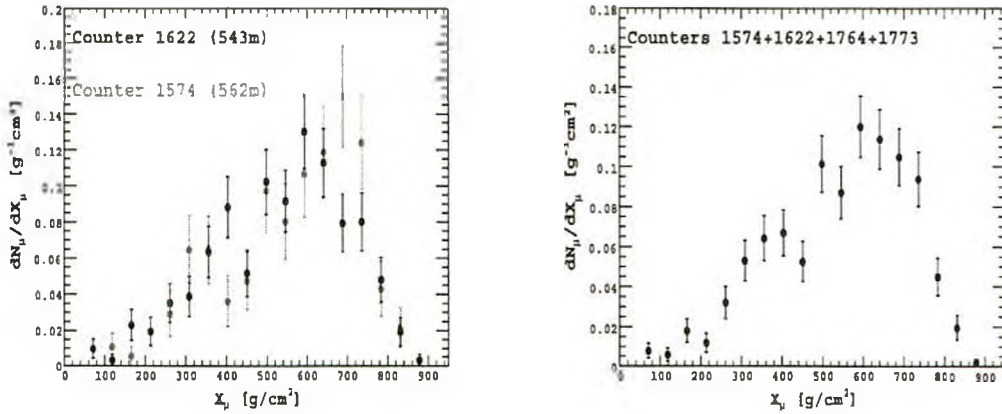


Figura 7.9: Contribuciones individuales a la MPD *aparente* reconstruida por las dos estaciones de AMIGA con mayor número de muones (izquierda) y por la adición de cada una de las contribuciones de las cuatro estaciones que participan en el evento real (derecha). La geometría del evento real ($\theta = 7^\circ$) es tal que las dos estaciones con mayor número de muones están a ~ 550 m del punto de impacto, motivo por el cual la MPD *aparente* de cada una de ellas resulta muy similar.

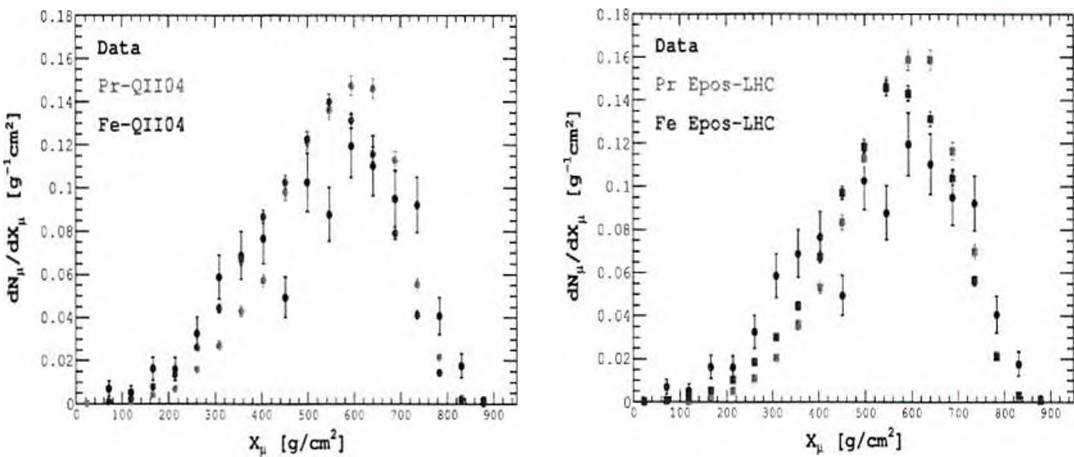


Figura 7.10: MPD *aparente* total reconstruida superponiendo las cuatro estaciones de AMIGA que participan en el evento real. Se muestran las simulaciones con lluvias iniciadas por proton y hierro para los modelos hadrónicos QGSJET-II-04 (izquierda) y Epos-LHC (derecha).

Finalmente, con el objetivo de extraer más información a partir de las distribuciones de MPD *aparente* total tanto del evento real como de las simulaciones, se ajustó cada uno de los perfiles con la función Gaisser-Hillas (ver ecuación 2.26). De los cuatro parámetros de ajuste, el parámetro X_{max}^μ (la profundidad atmosférica donde la producción de muones llega a su máximo) es el observable que permite realizar estudios de composición y comprobar las predicciones hechas por los modelos hadrónicos. En la Tabla 7.2 se muestran los respectivos valores de X_{max}^μ obtenidos con el ajuste.

	X_{max}^μ [g/cm ²]	
	QII04	EPOS-LHC
Protón	601,4 ± 5,4	600,8 ± 4,3
Hierro	558,6 ± 4,3	578,7 ± 5,2
Dato	608,1 ± 37,1	

Tabla 7.2: Valores de X_{max}^μ obtenidos después de realizar el ajuste de cada uno de los perfiles de MPD *aparente* total con la función Gaisser-Hillas.

Al comparar los valores de la Tabla 7.2 se encuentra que el máximo de la MPD *aparente* total del evento real analizado es consistente con los dos modelos hadrónicos considerados. El PAO, en sus recientes estudios de MPD *aparente* con el arreglo principal SD [117] encontró diferencias considerables con el modelo hadrónico EPOS-LHC

al comparar el valor absoluto de X_{max}^{μ} a partir de eventos reales y simulaciones, pero sus resultados son consistentes con el modelo hadrónico QGSJET-II-04.

7.5. Conclusiones del Capítulo

En este Capítulo se explicó en detalle el marco teórico de la MPD *real* y *aparente*, indicando cuál es la técnica innovadora que debe aplicarse para reconstruir eventos con los contadores de muones de AMIGA en orden a obtener la MPD *aparente*.

Aplicando los conceptos de MPD *aparente* se analizó el evento real detectado por el hexágono prototipo de AMIGA el 31 de Enero del 2014. Dicho evento se estudió en detalle para evidenciar la información adicional que puede obtenerse usando los contadores de muones de AMIGA. Con el número de muones y los tiempos de arribo de cada muón a las barras centelladoras se puede estudiar la función de distribución lateral de muones (MLDF) bajo el nivel del suelo, y también estimar la MPD *aparente* en cada detector. Las dos técnicas incrementan la capacidad de las técnicas de análisis en orden a estimar la composición de masa y también comprobar la validez de las predicciones hechas por los modelos hadrónicos. Respecto a esto último, el PAO en sus recientes estudios de MPD *aparente* con el arreglo principal SD encontró diferencias considerables con el modelo hadrónico EPOS-LHC al comparar el valor absoluto de X_{max}^{μ} a partir de eventos reales y simulaciones, pero sus resultados son consistentes con el modelo hadrónico QGSJET-II-04. Para el caso de AMIGA, y con el evento real analizado, se encuentra que el máximo de la MPD *aparente* total es consistente con los dos modelos hadrónicos.

Los resultados obtenidos en este capítulo van a ser publicados próximamente en una nota interna de la colaboración, al igual que en el artículo *The prototype muon module for AMIGA project of the Pierre Auger Observatory*, que actualmente esta bajo revisión del comité de publicaciones de la colaboración Auger.

Capítulo 8

Conclusiones

En los tres primeros capítulos de esta tesis se dió una introducción a la física de los rayos cósmicos de altas energías (Capítulo 1), a la física de las cascadas atmosféricas (Capítulo 2) y al sistema de detección del Observatorio Pierre Auger junto con sus resultados obtenidos (Capítulo 3). Los aportes originales realizados durante el desarrollo de esta tesis se han presentado en los siguientes cuatro capítulos.

En el Capítulo 4 se han presentado los resultados de la simulación de eventos de SD con la configuración del arreglo infill de AMIGA, a partir de lluvias generadas con AIRES 2.8.4a en el rango de energías de $10^{17,25}$ eV a $10^{18,75}$ eV e inclinaciones $\theta \leq 45^\circ$. Se consideraron dos tipos de partícula primaria (protón y hierro) y dos modelos hadrónicos (QGSJET-II-03 y Sibyll 2.1). Para simular y reconstruir los eventos con el infill, se modificaron los módulos EventGeneratorOG y CentralTriggerSimulatorXb del Auger Offline Software.

A partir de los eventos simulados, se estudió el comportamiento del R_{opt} , la resolución de la señal, la resolución geométrica y la eficiencia de la reconstrucción evaluando cuál es el impacto de los eventos con estaciones saturadas. Se encontró que el valor medio de la distribución de R_{opt} es ~ 500 m, un valor cercano a la distancia adoptada oficialmente por el PAO en la reconstrucción de eventos reales con el infill (450 m). Como se espera, cuando la energía de la lluvia aumenta, la resolución de la señal mejora. Los parámetros que definen la geometría de las lluvias no muestran desviaciones sistemáticas significativas.

Se determinó que el arreglo infill tiene una eficiencia de reconstrucción del 100 % a

partir de energías $\geq 10^{17,50}$ eV para lluvias con inclinación menor a 45° , donde la resolución del punto de impacto y el ángulo espacial es de ~ 50 m y $\sim 1^\circ$ respectivamente, valores que son independientes del modelo hadrónico considerado.

En el Capítulo 5 se presentó un estudio de composición química de rayos cósmicos a partir del parámetro LSAP, utilizando lluvias atmosféricas simuladas con AIRES, con el modelo hadrónico QGSJET-II-03, para primarios de gamma, protón y hierro con energías de $10^{17,25}$ eV, $10^{17,50}$ eV y $10^{17,75}$ eV. El parámetro LSAP se obtuvo considerando dos tipos de LDF en el ajuste de cada perfil lateral de las lluvias, considerando únicamente la componente de $e^\pm$ de cada una de las lluvias. Independientemente del tipo LDF utilizada en el ajuste, se ve que las distribuciones del LSAP muestran una buena separación entre primarios pesados y livianos. Para tener una noción cuantitativa de esta separación, se calculó el factor de mérito entre las respectivas distribuciones, obteniendo en cada caso valores ≥ 2 . Se observó que el factor de mérito, tiene una ligera dependencia con el ángulo cenital, ya que tiende a disminuir cuando la inclinación de la lluvia aumenta, pero su comportamiento es independientes de la energía del primario.

Al realizar el mismo estudio considerando todas las partículas secundarias de la lluvia, simulando y reconstruyendo eventos con las estaciones SD del arreglo infill, se observó que el parámetro β , del cuál depende directamente el LSAP, no es suficiente para poder discriminar la masa de rayos cósmicos debido a que los factores de mérito son ~ 1 .

En el Capítulo 6 se realizó el estudio de dos parámetros que son sensibles a la composición química del primario, la pendiente β de la MLDF y la densidad de muones a una distancia de referencia respecto del punto de impacto de la lluvia, $\rho_\mu(500)$. Se simularon lluvias atmosféricas con AIRES y CORSIKA considerando primarios de protón, hierro y gamma, tres modelos hadrónicos y dos niveles de profundidad. La propagación de muones a través del suelo fue realizada usando una aproximación que únicamente tiene en cuenta la pérdida de energía por ionización, hipótesis que fue verificada usando el programa GEANT4.

La pendiente β se obtuvo a través del ajuste de la densidad lateral de muones de cada una de las lluvias con la MLDF de KASCADE-Grande. Se obtuvo el ρ_μ a una distancia de 500 m donde las fluctuaciones de la MLDF son mínimas. Los dos parámetros fueron

estudiados en la superficie y a ~ 2.5 m bajo tierra para contemplar las condiciones de observación de los contadores de muones de AMIGA. Para las energías y ángulos cenitales estudiados, se encontró que el parámetro β tiene un factor de mérito ≤ 1 , por lo tanto no es de utilidad para discriminar la masa de los rayos cósmicos. En cambio, para el parámetro $\rho_\mu(500)$ se encontró un factor de mérito ≥ 2 . Estos resultados fueron obtenidos considerando un detector ideal, cuando en las simulaciones se incluye la respuesta de los contadores de muones de AMIGA, los factores de mérito son de 0,50 para el caso de β , y de 2,30 para $\rho_\mu(450)$. El último parámetro fue evaluado a 450 m ya que es la distancia de referencia adoptada en el PAO para la reconstrucción de eventos con AMIGA. En cada caso, los factores de mérito no muestran diferencias significativas con los tres modelos hadrónicos considerados.

En el Capítulo 7, se detalla la técnica para obtener la MPD *aparente* a partir del tiempo de arribo de los muones. Posteriormente se implementa esta técnica innovativa para analizar el evento detectado por el hexágono prototipo de AMIGA el 31 de Enero del 2014, con una energía de $10^{19.4}$ eV y ángulo cenital de 7° . Dicho evento se estudió en detalle para evidenciar la información adicional que se puede obtener usando los contadores de muones de AMIGA. Pudiendo estudiar tanto la función de distribución lateral de muones (MLDF) bajo el nivel del suelo como también estimar la MPD *aparente* en cada detector. Las dos técnicas incrementan la capacidad actual del PAO para estimar la composición química de masa del primario y comprobar la validez de las predicciones hechas por los modelos hadrónicos. Respecto a esto último, el PAO en sus recientes estudios de MPD *aparente* con el arreglo principal SD encontró diferencias considerables para el modelo hadrónico EPOS-LHC al comparar el valor absoluto de X_{max}^μ entre eventos reales y simulados, siendo sus resultados mucho más consistentes con el modelo hadrónico QGSJET-II-04. Para el caso de AMIGA con el evento real analizado en esta tesis, se encuentra que el máximo de la MPD *aparente* total es consistente con las predicciones de los dos modelos hadrónicos.

Finalmente, vale destacar que el trabajo realizado en el Capítulo 6 de esta tesis consolida a $\rho_\mu(450)$ como un parámetro útil para discriminar la masa del primario. Por otro lado, lo realizado en el Capítulo 7 define al máximo de la MPD *aparente* como un nuevo observable que los detectores de muones de AMIGA son capaces de medir, esto será de

gran ayuda para desarrollar nuevas técnicas que permitan estudiar de la composición química de los rayos cósmicos.

Apéndice A

Descripción de los módulos de Auger

Offline Software

En el Capítulo 4 se indico la secuencia de módulos que componen la cadena de simulación y reconstrucción de eventos del SD. En este apéndice se da una breve descripción de las funciones que lleva a cabo cada uno de estos módulos. La descripción dada a continuación mantiene la misma secuencia con la cual son llamados los módulos durante la ejecución del programa. La cadena de simulación y reconstrucción comienza con el módulo `EventFileReaderOG` y finaliza con el módulo `RecDataWriterNG`.

- **EventFileReaderOG**: Este módulo lee el fichero (o los ficheros en caso de ser más de uno) que contiene la lluvia atmosférica simulada que va a ser utilizada para simular y posteriormente reconstruir eventos SD.
- **EventGeneratorOG**: Genera una posición aleatoria del punto de impacto de la lluvia simulada dentro del arreglo SD.
- **CachedShowerRegeneratorOG**: Inyecta las partículas secundarias en el tanque antes de pasar el control al modulo `FastTankSimulatorOG`.
- **FastTankSimulatorOG, SdPMTSimulatorOG, SdFilterFADCSimulatorMTU y SdBaselineSimulatorOG**: Esta secuencia de módulos realiza la simulación de

partículas dentro del tanque, generando las trazas FADC referenciadas a las líneas de base.

- **TankTriggerSimulatorOG**: Simula el trigger local de cada uno de los tanques que fueron impactados por las partículas incidentes.
- **TankGPSSimulatorOG**: Provee el tiempo GPS del tanque.
- **CentralTriggerSimulatorXb**: Realiza la simulación del trigger central, es decir de los tanques que participan en el evento.
- **CentralTriggerEventBuilderOG**: Construye el evento SD para ser usado después del módulo CentralTriggerSimulatorXb.
- **EventBuilderOG**: Construye el evento SD para posteriormente ser exportando en un fichero.
- **EventFileExporterOG**: Exporta el evento simulado en un fichero con diferentes formatos.
- **SdCalibratorOG**: Calibra los datos obtenidos con los tanques que participan en el evento.
- **SdSignalRecoveryKLT**: Recupera la señal de las estaciones saturadas.
- **SdEventSelectorOG**: Identifica la condición de trigger del evento SD, es decir si es T5.
- **SdPlaneFitOG**: Realiza el ajuste angular del plano de la lluvia con el modelo geométrico de un frente de lluvia plano.
- **LDFFinderOG**: Calcula el baricentro y realiza el ajuste del ángulo de incidencia del eje de la lluvia, de la curvatura del frente de la lluvia y de los parámetros: S_{450} , β y γ de la LDF. Los ajustes son realizados en varios escenarios de acuerdo a las condiciones de calidad especificadas.
- **SdEventPosteriorSelectorOG**: Evalua la condición de trigger 6T5 luego de la reconstrucción total del evento.

- **RecDataWriterNG**: Exporta el evento reconstruido en un fichero con formato ADST ROOT para su posterior análisis.

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
CENTRO DE INFORMACION CAC

%

Bibliografía

- [1] V. Hess, Physik. Zeitschr **12**, 998 (1911). 2
- [2] V. Hess, Physik. Zeitschr **13**, 1084 (1912). 2
- [3] V. Hess, Physik. Zeitschr **14**, 610 (1913). 2
- [4] R. A. Millikan and G. H. Cameron, Physical Review **28**, 851 (1926). 2
- [5] W. Kohlhorster, Phys. Z **14**, 1153 (1913). 2
- [6] J. G. Roederer, Ciencia Hoy **12**, 38 (2002). 3
- [7] P. Auger *et al.*, Rev. Mod. Phys. **11**, 288 (1939). 3, 19
- [8] E. Fermi, Phys. Rev. **75**, 1169 (1949). 4, 12, 14
- [9] E. Fermi, Astrophys. J. **119**, 1 (1954). 4, 11, 12
- [10] J. Linsley, Phys. Rev. Lett. **10**, 146 (1963). 4
- [11] A. A. Penzias and R. W. Wilson, Astrophys. J. **142**, 419 (1965). 4
- [12] K. Greisen, Phys. Rev. Lett. **16**, 748 (1966). 5, 7
- [13] G. Zatsepin and V. Kuzmin, JETP Lett. **4**, 78 (1966). 5, 7
- [14] R. Baltrusaitis *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A240**, 410 (1985). 5
- [15] S. Corbato *et al.*, Nucl.Phys.Proc.Suppl. **28B**, 36 (1992). 5

- [16] M. Takeda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1163 (1998), arXiv:astro-ph/9807193. 5, 44
- [17] Pierre Auger Collaboration, Technical report (1997). 5, 22, 98
- [18] Pierre Auger Collaboration, J. Abraham *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 061101 (2008), arXiv:astro-ph/0806.4302. 5
- [19] Espectro de rayos cósmicos, <http://www.physics.utah.edu/~whanlon/spectrum.html>, 2009. 6
- [20] Particle Data Group, K. Olive *et al.*, Chin.Phys. **C38**, 090001 (2014). 6
- [21] Pierre Auger Collaboration, P. Abreu *et al.*, (2011), arXiv:1107.4809. 7
- [22] Telescope Array Collaboration, Y. Tsunesada, (2011), arXiv:1111.2507. 7, 10, 44
- [23] KASCADE-Grande Collaboration, W. Apel *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 171104 (2011), arXiv:astro-ph/1107.5885. 7
- [24] M. Nagano and A. A. Watson, Rev. Mod. Phys. **72**, 689 (2000). 8, 11, 12, 90, 98
- [25] Pierre Auger Collaboration, J. Abraham *et al.*, Phys. Lett. **B685**, 239 (2010), arXiv:1002.1975. 9, 55
- [26] Pierre Auger Collaboration, J. Abraham *et al.*, Phys. Rev. Lett. **104**, 091101 (2010), arXiv:1002.0699. 9, 10
- [27] Pierre Auger Collaboration, P. Abreu *et al.*, Advances in High Energy Physics **2013**, 708680 (2013), arXiv:1304.1630. 9
- [28] HiRes Collaboration, R. Abbasi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **104**, 161101 (2010), arXiv:0910.4184. 9, 10
- [29] Pierre Auger Collaboration, P. Abreu *et al.*, JCAP **1302**, 026 (2013), arXiv:1301.6637. 9
- [30] J. Matthews, Astropart.Phys. **22**, 387 (2005). 9, 24, 25, 26, 28, 29, 30

- [31] M. Platino *et al.*, Journal of Instrumentation **6**, P06006 (2011). 11
- [32] Pierre Auger Collaboration, B. Wundheiler, Proc. 32st ICRC, Beijing, China (2011). 11
- [33] A. Letessier-Selvon and T. Stanev, Rev. Mod. Phys. **83**, 907 (2011), arXiv:1103.0031. 11, 13, 14, 15, 16
- [34] A. Hillas, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **22**, 425 (1984). 12
- [35] T. Stanev, eConf **C040802**, L020 (2004), arXiv:astro-ph/0411113. 12
- [36] J. Blumer, R. Engel, and J. R. Horandel, Prog. Part. Nucl. Phys. **63**, 293 (2009). 13
- [37] T. Stanev, P. L. Biermann, J. Lloyd-Evans, J. P. Rachen, and A. A. Watson, Phys. Rev. Lett. **75**, 3056 (1995). 15
- [38] G. de Vaucouleurs, Vistas in Astronomy **2**, 1584 (1956). 15
- [39] M. Takeda *et al.*, The Astroph. Journal **522**, 225 (1999). 15
- [40] Y. Uchihori *et al.*, Astroparticle Physics **13**, 151 (2000). 15
- [41] Pierre Auger Collaboration, J. Abraham *et al.*, Science **318**, 938 (2007), arXiv:0711.2256. 16
- [42] P. Abreu *et al.*, Astroparticle Physics **34**, 314 (2010). 16, 17
- [43] R. Abbasi *et al.*, Astropart.Phys. **30**, 175 (2008), arXiv:0804.0382. 16
- [44] Telescope Array Collaboration, T. Abu-Zayyad *et al.*, Astrophys.J. **777**, 88 (2013), arXiv:1306.5808. 16
- [45] W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation* (Oxford University Press, 1954). 23
- [46] N. Kalmykov *et al.*, Nucl.Phys.Proc.Suppl. **122**, 380 (2003). 25
- [47] J. Linsley, Proc. 15th ICRC, Plovdiv, Bulgaria **12**, 56 (1977). 28, 90, 91

- [48] R. Engel, D. Heck, and T. Pierog, *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.* **61**, 467 (2011). 30, 31, 34
- [49] B. Rossi and K. Greisen, *Rev. Mod. Phys.* **13**, 240 (1941). 30
- [50] T. Gaisser and A. Hillas, *Proc. 15th ICRC, Plovdiv, Bulgaria* **8**, 358 (1977). 30
- [51] R. Conceicao, S. Andringa, L. Cazon, and M. Pimenta, *EPJ Web Conf.* **52**, 03004 (2013), arXiv:1301.0507. 31
- [52] S. Andringa, L. Cazon, R. Conceicao, and M. Pimenta, *Astropart.Phys.* **35**, 821 (2012), arXiv:1111.1424. 32
- [53] J. Nishimura and K. Kamata, *Progr. Theor. Phys.* **6**, 93 (1958). 33, 90, 91
- [54] K. Greisen, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **10**, 63 (1960). 33, 34, 90, 91
- [55] M. Dova *et al.*, *Astropart.Phys.* **18**, 351 (2003), arXiv:astro-ph/0110237. 33
- [56] S. Sciutto, *AIRES user's Manual and Reference*, <http://www.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires>, 2002. 35, 65, 105
- [57] D. Heck *et al.*, *A Monte Carlo Code To Simulate Air Showers* (, 1998). 35, 105, 106
- [58] T. Pierog, *Journal of Physics: Conference Series* **409**, 012008 (2013). 36, 37, 38, 39
- [59] E.-J. Ahn *et al.*, *Phys. Rev.* **D80**, 094003 (2009), arXiv:0906.4113. 36, 65
- [60] S. Ostapchenko, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **151**, 143 (2006), arXiv:hep-ph/0412332. 36, 65
- [61] S. Ostapchenko, *Phys. Rev. D* **83**, 014018 (2011), arXiv:1010.1869. 36, 106
- [62] T. Pierog *et al.*, (2013), arXiv:1306.0121. 36, 106
- [63] TOTEM Collaboration, T. Csörgő *et al.*, *Prog. of Theo. Phys. Supple.* **193**, 180 (2012). 36

- [64] D. d'Enterria *et al.*, *Astroparticle Physics* **35**, 98 (2011). 36
- [65] R. Engel and H. Rebel, *Acta Phys. Polon.* **B35**, 321 (2004). 36
- [66] Z. Ajaltouni *et al.*, (2009), arXiv:0903.3861. 37
- [67] Particle Data Group, C. Caso *et al.*, *Eur. Phys. J.* **C3**, 1 (1998). 37
- [68] F. Abe *et al.*, *Phys. Rev. D* **41**, 2330 (1990). 37
- [69] CMS Collaboration, V. Khachatryan *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 022002 (2010). 37
- [70] ALICE Collaboraion, K. Aamodt *et al.*, *Eur. Phys. J.* **C68**, 345 (2010). 37
- [71] T. Pierog and K. Werner, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 171101 (2008). 39
- [72] ALICE Collaboration, M. Chojnacki *et al.*, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* **38**, 124074 (2011). 39
- [73] CMS Collaboration, S. Chatrchyan *et al.*, *Eur. Phys. J.* **C72**, 2164 (2012), arXiv:1207.4724. 39
- [74] D. Supanitsky, PhD thesis, Universidad de Buenos Aires, 2007. 40
- [75] Pierre Auger Collaboration, I. Allekotte *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. Phys. A* **586**, 409 (2008), arXiv:0712.2832. 44, 45
- [76] Pierre Auger Collaboration, J. Abraham *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. Phys. A* **620**, 227 (2010). 44, 54, 56, 58
- [77] P. Bauleo *et al.*, *Nucl.Instrum.Meth.* **A406**, 69 (1998), arXiv:hep-ex/9707036. 45, 46
- [78] Pierre Auger Collaboration, J. Abraham *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A523**, 50 (2004). 46
- [79] M. Aglietta *et al.*, *Proc. 29th ICRC, Pune, India* **7**, 83 (2005). 47
- [80] M. Ave *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. Phys. A* **578**, 180 (2007). 47, 75

- [81] P. Bauleo *et al.*, Nota interna de la Colaboración Auger **047** (2004). 47
- [82] M. Aglietta *et al.*, Nota interna de la Colaboración Auger **030** (2008). 47
- [83] S. M. F. Arneodo and G. Navarra, Nota interna de la Colaboración Auger **025** (2005). 48
- [84] M. Aglietta *et al.*, Nota interna de la Colaboración Auger **059** (2011). 48
- [85] D. Ravignani, PhD thesis, Instituto Sábato, 2013. 48, 53, 55
- [86] H. Asorey, PhD thesis, Instituto Balseiro, 2012. 48
- [87] Pierre Auger Collaboration, J. Abraham *et al.*, Nucl.Instrum.Meth. **A613**, 29 (2010), arXiv:1111.6764. 49
- [88] E. Dos Santos, PhD thesis, Universidade de Lisboa, 2014. 50, 52, 56, 121
- [89] A. M. Hillas, Proc. 12th ICRC, Hobart, Australia **3**, 1001 (1971). 50, 69, 94, 110
- [90] D. Newton, J. Knapp, and A. Watson, Astropart. Phys. **26**, 414 (2007), arXiv:astro-ph/0608118. 50, 51, 69, 92, 94, 110
- [91] T. Schmidt, I. Maris, and M. Roth, Nota interna de la Colaboración Auger **106** (2007). 51
- [92] J. Hersil, I. Escobar, D. Scott, G. Clark, and S. Olbert, Phys.Rev.Lett. **6**, 22 (1961). 52
- [93] Pierre Auger Collaboration, A. Aab *et al.*, (2013), arXiv:1307.5059. 53
- [94] M. Ave *et al.*, Nucl. Phys. B - Proceedings Supplements **212–213**, 356 (2011). 57
- [95] Pierre Auger Collaboration, J. Abraham *et al.*, Astroparticle Physics **33**, 108 (2010). 57
- [96] M. Unger *et al.*, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. Sect. A **588**, 433 (2008). 57
- [97] H. M. Barbosa *et al.*, Astropart.Phys. **22**, 159 (2004), arXiv:astro-ph/0310234. 58

-
- [98] Pierre Auger Collaboration, E. Varela, J. Phys. Conf. Ser. **468**, 012013 (2013). 59
- [99] Pierre Auger Collaboration, H. Klages *et al.*, J. Phys. Conf. Ser. **375**, 052006 (2012), arXiv:1107.4807. 59
- [100] Pierre Auger Collaboration, C. Meurer and N. Scharf, Astrophys. Space Sci. Trans. **7**, 183 (2011). 59
- [101] A. Etchegoyen *et al.*, AMIGA Design Report, 2006. 60
- [102] D. Ravignani *et al.*, Nota interna de la Colaboración Auger **010** (2011). 60, 75
- [103] M. Platino *et al.*, Journal of Instrumentation **8**, P12014 (2013). 61
- [104] Nucl. Instrum. Meth. A **577**, 523 (2007). 62
- [105] J. Alvarez-Muñiz *et al.*, Nota interna de la Colaboración Auger **054** (2005). 66
- [106] S. Argirò *et al.*, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. Sect. A **580**, 1485 (2007). 66
- [107] I. Sidelnik *et al.*, Nota interna de la Colaboración Auger **013** (2011). 67, 68, 75
- [108] A. Supanitsky and G. Medina-Tanco, Astropart. Phys. **30**, 264 (2008), arXiv:0810.2251. 68
- [109] P. Hansen *et al.*, Astropart. Phys. **34**, 503 (2011). 75
- [110] I. Sidelnik, PhD thesis, FCEyN, UBA, 2012. 83
- [111] Pierre Auger Collaboration, C. Bonifazi, Proc. 29th ICRC, Pune, India , 101 (2005). 85
- [112] A. Haungs, H. Rebel, and M. Roth, Rep. Prog. Phys. **66**, 1145 (2003). 89
- [113] KASCADE Collaboration, W. Apel *et al.*, Astropart. Phys. **24**, 467 (2006), arXiv:astro-ph/0510810. 89, 90
- [114] H. Y. Dai, Y. D. He, and A. X. Huo, Proc. 21th ICRC, Adelaide, Australia **9**, 5 (1990). 91, 92

-
- [115] A. Supanitsky *et al.*, *Astropart.Phys.* **29**, 461 (2008), arXiv:0804.1068. 105, 107
- [116] KASCADE-Grande Collaboration, *Proc. 29th ICRC, Pune, India* **6**, 301 (2005). 106, 107
- [117] Pierre Auger Collaboration, A. Aab *et al.*, *Phys. Rev. D* **90**. 012012 (2014). 119, 123, 132, 137
- [118] L. Cazon, R. Conceição, M. Pimenta, and E. Santos, *Astroparticle Physics* **36**, 211 (2012). 121, 123
- [119] L. Cazon, PhD thesis, ISBN 84-9750-467-4. 123
- [120] L. Cazon, R. Vazquez, A. Watson, and E. Zas, *Astropart.Phys.* **21**, 71 (2004), arXiv:astro-ph/0311223. 123, 124, 126
- [121] L. Cazon, R. Vazquez, and E. Zas, *Astropart.Phys.* **23**, 393 (2005), arXiv:astro-ph/0412338. 123, 124, 126

Trabajos Publicados

1. **Study of the chemical composition of high energy cosmic rays using the muon LDF of EAS between $10^{17.25}$ eV and $10^{17.75}$ eV.** A. Tapia, D. Melo, F. Sánchez, A. Sedoski Croce, A. Etchegoyen, J. M. Figueira, B. García, N. González, M. Josebachuili, D. Ravignani, and B. Wundheiler. Gravitation, Astrophysics, and Cosmology II Argentinian-Brazilian Meeting, Buenos Aires, Argentina, 2014, arXiv:1501.02217.
2. **AMIGA Status Report.** Pierre Auger Internal GAP-Note 002, 2014.
3. **The lateral shower age parameter as an estimator of chemical composition.** A. Tapia, D. Melo, F. Sánchez, A. Sedoski Croce, A. Etchegoyen, J. M. Figueira, R. F. Gamarra, B. García, N. González, M. Josebachuili, D. Ravignani, I. Sidelnik and B. Wundheiler. 33rd International Cosmic Ray Conference, Rio de Janeiro, Brasil, 2013, arXiv:1309.3536.
4. **Simulation of surface detector arrays at different altitudes to study the second knee energy region.** D. Melo, I. Sidelnik, A. Sedoski Croce, A. Tapia, A. Etchegoyen, J. M. Figueira, R. F. Gamarra, B. García, N. González, M. Josebachuili, D. Ravignani, F. Sánchez and B. Wundheiler. 33rd International Cosmic Ray Conference, Rio de Janeiro, Brasil, 2013.
5. **The AMIGA extension of the Auger Offline Software.** F. Sánchez, B. Wundheiler, R. F. Gamarra, M. Maur, N. González, A. Etchegoyen, J. M. Figueira, B. García, M. Josebachuili, D. Melo, D. Ravignani, I. Sidelnik and A. Tapia. Pierre Auger Internal GAP-Note 135, 2012.

6. **First showers seen by the AMIGA Muon Detector.** F. Sánchez, B. Wundheiler, A. Almela, P. Buchholz, A. Cancio, F. Contreras, G. De La Vega, L. Del Peral, A. Etchegoyen, A. Ferrero, J. M. Figueira, U. Frohlich, R.F. Gamarra, B. García, M. Gómez Berisso, N. González, M. Josebachuili, J. Kleinfeller, Y. Kolotaev, A. Lucero, M. Maur, D. Melo, M. Platino, M. Pontz, D. Ravignani, A. Sedoski Croce, I. Sidelnik, F. Suarez, A. Tapia, R. Tcaciuc, M. Videla, O. Wainberg and D. Yelos. Pierre Auger Internal GAP-Note 120, 2012.
7. **Study of the Infill array using Monte Carlo simulations with Offline.** A. Tapia, D. Melo, I. Sidelnik, A. Sedoski Croce, A. Etchegoyen, A. Ferrero, R.F. Gamarra, B. García, M. Josebachuili, D. Ravignani, F. Sánchez, and B. Wundheiler. Pierre Auger Internal GAP-Note 004, 2012.
8. **AMIGA Status Report.** Pierre Auger Internal GAP-Note 120, 2011.
9. **Infill event reconstruction using the Auger Offline Software.** I. Sidelnik, D. Melo, A. Tapia, A. Sedoski Croce, A. Etchegoyen, A. Ferrero, R.F. Gamarra, B. Garcia, M. Josebachuili, D. Ravignani, F. Sanchez, B. Wundheiler. Pierre Auger Internal GAP-Note 013, 2011.
10. **Observation of the spectrum with the AMIGA infill.** D. Ravignani, H. Asorey, D. Melo, G. De La Vega, A. Etchegoyen, A. Ferrero, R.F. Gamarra, B. García, M. Josebachuili, F. Sánchez, I. Sidelnik, A. Tapia and B. Wundheiler. Pierre Auger Internal GAP-Note 010, 2011.